

UNIVERSITÄT AUGSBURG

DISSERTATION

---

# Kopplungsphänomene in ferri- und ferromagnetischen Heterostrukturen

---

Eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät  
der Universität Augsburg

zur Erlangung des  
Doktorgrades der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

von  
Birgit HEBLER  
2017



Universität Augsburg  
Mathematisch-Naturwissenschaftlich-  
Technische Fakultät

1. Gutachter: Prof. Dr. Manfred ALBRECHT
2. Gutachter: Prof. Dr. Jürgen FASSBENDER
3. Gutachter: Prof. Dr. Ludwig SCHULTZ

Tag der mündlichen Prüfung: 29.03.2017

*„Der Fortschritt geschieht heute so schnell, dass, während jemand eine Sache für gänzlich undurchführbar erklärt, er von einem anderen unterbrochen wird, der sie schon realisiert hat.“*

Albert Einstein





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlegende Eigenschaften der untersuchten magnetischen Schichtsysteme</b>	<b>5</b>
2.1	Legierungen aus 4f-Seltenen Erden und 3d-Übergangsmetallen . . . . .	5
2.1.1	Magnetismus im Festkörper . . . . .	5
2.1.2	Beschreibung der magnetischen Eigenschaften von Legierungen aus ferromagnetischen 3d-Übergangsmetallen und Seltenen Erden . . . . .	7
2.1.3	Kopplungsmechanismus in Terbium-3d-ÜM-Legierungen . . . . .	7
2.1.4	Sperimagnetismus und senkrecht zur Filmebene gerichtete Anisotropieachse in amorphen Tb-3d-ÜM-Legierungen . . . . .	9
2.1.5	Charakteristische physikalische Eigenschaften der binären TbCo(Fe)- und ternären TbCoFe-Systeme . . . . .	12
2.2	Ferromagnete mit senkrechter magnetischer Anisotropie . . . . .	19
2.2.1	[Co/Pt]-Multilagen . . . . .	20
2.2.2	$L1_0$ geordnete FePtCu-Legierungen . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Kopplungsphänomene in Heterostrukturen</b>	<b>25</b>
3.1	RKKY-Zwischenschichtkopplung . . . . .	25
3.2	Austauschkopplung zweier ferromagnetischer Schichten - „Exchange-Spring“-System . . . . .	27
3.3	Unidirektionale magnetische Anisotropie - Austauschverschiebung - Exchange-Bias Effekt . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Herstellung und Untersuchungsmethoden von Dünnschichtsystemen</b>	<b>37</b>
4.1	Herstellung der Probensysteme . . . . .	37
4.1.1	Kathodenzerstäubung . . . . .	37
4.1.2	Bestimmung der Abscheideraten zur Herstellung binärer und ternärer Legierungen . . . . .	40
4.1.3	Schnelles thermisches Heizen . . . . .	40
4.2	Methoden zur Bestimmung der strukturellen und chemischen Schichteigenschaften . . . . .	41
4.2.1	SIMS und SNMS . . . . .	41
4.2.2	RUTHERFORD-Rückstreu-spektrometrie . . . . .	42
4.2.3	Röntgendiffraktometrie . . . . .	43
4.2.4	Transmissionselektronen-Mikroskopie . . . . .	44
4.2.5	Oberflächenanalyse - REM und AFM . . . . .	45

4.3	Messmethoden zur magnetischen Charakterisierung . . . . .	46
4.3.1	DC-Supraleitendes Quanteninterferenz-Magnetometer mit schwingenden Proben . . . . .	46
4.3.2	Zirkularer magnetischer Röntgendiffraktion . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Amorphe TbFe-, TbCo und TbCoFe-Dünnschichtlegierungen</b>	<b>51</b>
5.1	Magnetische und strukturelle Eigenschaften von binären TbFe- und TbCo- Legierungsschichten . . . . .	51
5.1.1	Analyse der strukturellen Eigenschaften . . . . .	63
5.2	Magnetische Eigenschaften ternärer TbCoFe-Schichten . . . . .	64
5.3	Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der Schichtdicke für bi- näre TbFe-Legierungen . . . . .	67
5.4	Magnetische Eigenschaften der TbFe-Legierungen auf Partikel-Oberflächen .	71
<b>6</b>	<b>Heterostrukturen von [Co/Pt]<sub>10</sub>-Multilagen mit unterschiedlichen TbCoFe-Ferrimagneten</b>	<b>75</b>
6.1	[Co/Pt] <sub>10</sub> -Multilagen und gekoppelte Systeme . . . . .	76
<b>7</b>	<b>Heterostrukturen von TbFe(Co) mit unterschiedlichen [Co/Pt]-Multilagen</b>	<b>87</b>
7.1	Magnetische Eigenschaften der ferro- und ferrimagnetischen Einzelschichtsysteme . . . . .	87
7.2	Magnetische Eigenschaften der gekoppelten Heterostrukturen . . . . .	90
7.3	RKKY-austauschgekoppelte Systeme . . . . .	100
<b>8</b>	<b>Heterostrukturen bestehend aus L<sub>10</sub> geordneten FePtCu mit TbCo(Fe)-Legierungsschichten</b>	<b>103</b>
8.1	Strukturelle und magnetische Eigenschaften von L <sub>10</sub> FePtCu-Schichten . . . .	104
8.2	Heterostrukturen von (Fe <sub>100-x</sub> Cu <sub>x</sub> ) <sub>52</sub> Pt <sub>48</sub> -Legierungsschichten gekoppelt mit ferrimagnetischen Tb <sub>26</sub> Co <sub>y</sub> Fe <sub>74-y</sub> -Schichten . . . . .	107
<b>9</b>	<b>Heterostrukturen bestehend aus zwei TbFe-Legierungsschichten</b>	<b>113</b>
9.1	Magnetische Eigenschaften der TbFe-Einzelschichten . . . . .	113
9.2	Gekoppelte Tb <sub>19</sub> Fe <sub>81</sub> (10 nm)/Tb <sub>36</sub> Fe <sub>64</sub> (10 nm) Heterostrukturen . . . . .	115
9.2.1	Modell zur Erklärung der auftretenden Phänomene . . . . .	121
9.3	Variation der Schichtdicken des gekoppelten Systems Tb <sub>19</sub> Fe <sub>81</sub> (20 nm - <i>d</i> )/Tb <sub>36</sub> Fe <sub>64</sub> ( <i>d</i> ) ( <i>d</i> = 7.5, 10, 12.5, 15 nm) . . . . .	127
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>131</b>
	<b>Literatur</b>	<b>137</b>
	<b>Publikationsliste</b>	<b>155</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>157</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Ein stetig anwachsendes Datenvolumen erfordert Speichermedien die nichtflüchtig sind, kurze Zugriffszeiten und hohe Speicherkapazitäten aufweisen. Jedoch sollen die Endbaugerte immer kleiner und kompakter werden. Der Konkurrenzkampf zwischen Miniaturisierung der Bauelemente und Maximierung des speicherbaren Datenvolumens stellt die Industrie und Forschung vor neue Herausforderungen. Neben der Optimierung von bestehenden Systemen, unter anderem durch die Anpassung ausgewählter Materialien, spielen neue Verfahren eine wichtige Rolle. Bei der folgenden Betrachtung der momentan eingesetzten Massenspeicherverfahren wird hauptsächlich zwischen magnetischen und elektronischen Speichermedien unterschieden. Lange Zeit dominierten magnetische Festplatten den Markt. Allerdings ist eine obere Grenze der Speicherkapazität durch das sogenannte Trilemma der Datenspeicherung gegeben. [1]–[3] Bei Verkleinerung der magnetisch entkoppelten Bereiche, die ein Datenbit darstellen, sind Materialien mit einer hohen magnetischen Anisotropie erforderlich. Andernfalls werden diese superparamagnetisch und die Magnetisierung fluktuiert thermisch induziert. Ein vielversprechender Ansatz zur Datenspeichererhöhung stellt HAMR (heat assisted magnetic recording), ein thermisch unterstütztes Magnetspeicherverfahren, dar. Jedoch konnte bis heute kein Hersteller diese Methode kommerziell umsetzen, um damit eine weitere Erhöhung der Speicherkapazität jenseits  $\frac{1\text{TB}}{\text{in}^2}$  zu erreichen. [4], [5]

Parallel dazu wurden die elektronischen Datenspeicher immer weiter entwickelt. Als Festkörperlaufwerk (Solid State Drive) bekannt, zeichnen sich diese besonders durch ihre schnelleren Zugriffszeiten auf die Daten aus. [6], [7] Zusätzlich sind keine weiteren mechanischen Komponenten im Bauteil erforderlich und sie benötigen weniger Energie gegenüber den magnetischen Datenspeichern. Jedoch weisen sie momentan noch eine viel zu geringe Speicherkapazität auf und sind kostenintensiver. Ein begrenzender Faktor für diese Speichermethode ist, dass durch den thermischen Alterungsprozess der Halbleiterschichten, für die einzelnen Speicherzellen eine Beschränkung der Schreib- und Löschzyklen existiert. Eine neuere und vielversprechende Speichertechnik, bei der die Vorzüge der elektronischen und magnetischen Speichermethoden kombiniert werden, stellen die sogenannte Magnetoresistive Random Access Memory (MRAM) dar. [8]–[11] Das Funktionsprinzip basiert auf dem magnetoresistiven Effekt des Tunnel- oder Riesenmagnetowiderstandes. Diese treten in Multischichtsystemen bestehend aus zwei ferromagnetischen Schichten, die durch eine Tunnelbarriere bzw. eine nicht magnetische, metallische Schicht getrennt sind, auf. [12], [13] Einer der beiden ferromagnetischen Schichten wird eine Vorzugsrichtung aufgeprägt. Hierbei wird das Prinzip der Austauschverschiebung, dem sogenannten Exchange-Bias Effekt,

genutzt. [14], [15] Ursprünglich in gekoppelten Systemen bestehend aus Ferro- und Antiferromagneten beobachtet, weisen diese jedoch nur geringe Austauschfelder auf. Folglich würden sich externe Felder stark auf die physikalischen Eigenschaften der Bauelemente auswirken. Neue Materialsysteme zur Realisierung höherer Austauschfelder sind erforderlich. Geeignete Kandidaten hierfür sind gekoppelte Heterostrukturen basierend auf ferri- und ferromagnetischen Dünnschichtsystemen, bei denen Austauschfelder im Bereich von einem Tesla nachgewiesen werden konnten. [16], [17]

In dieser Arbeit werden gekoppelte Systeme aus ferrimagnetischen schweren Seltenerd-/3d-Übergangsmetalllegierungen in Kombination mit verschiedenen Ferromagneten untersucht. Die Wahl der schweren Seltenerd-Übergangsmetalllegierungen erfolgte unter anderem basierend auf ihren besonderen Eigenschaften. So können neben der uniaxialen, senkrechten Anisotropieachse, ihrer amorphen Struktur und starken Kerr-Rotation die magnetischen Eigenschaften in Abhängigkeit von Zusammensetzung, Schichtdicke und Temperatur variiert werden. Aus diesem Grund fanden sie bereits in den 80er Jahren den Einsatz als Speichermaterial für die magneto-optische Datenspeicherung. [18]–[20] Zusätzlich lässt sich bei einer Vielzahl dieser Legierungen die Magnetisierungsrichtung mittels eines zirkular polarisierten fs-Laserpulses umorientieren. Dieses 2007 entdeckte Phänomen des All-optical Switching (AOS) stellt eine weitere innovative Möglichkeit zur ultra-schnellen Datenspeicherung dar. [21]–[25]

In vorangegangenen Studien wurden für Heterostrukturen bestehend aus binären TbFe-Legierungen mit variierender Zusammensetzung und ferromagnetischen [Co/Pt]-Multilagenteperaturenabhängig die Austauschfelder analysiert. Dies erfolgte im Rahmen meiner Diplomarbeit und der Dissertation von Chr. Schubert. [26], [27] Austauschfelder von maximal 5 kOe konnten erreicht werden, die nur eine geringe Zunahme zu tiefen Temperaturen zeigten. Die Auswirkung des Tb-Gehalts in der Legierung auf das Austauschfeld zeigte jedoch keine eindeutige Tendenz. [26] Weitere Parameter, wie Einzelschichtdicken und die Variation der magnetischen Eigenschaften des Ferromagneten, wurden nicht untersucht. Auf diesen Resultaten aufbauend, soll die Auswirkung der Kopplungsbedingungen an der Grenzfläche auf die hervorgerufenen Austauschfelder untersucht werden. Unter anderem durch Erhöhung der an der Grenzfläche wirkenden Kopplungsstärke. Dies kann zum einen durch Substitution von Fe durch Co in der binären TbFe-Legierung realisiert werden, da Co höhere Austauschintegrale aufweist. [28]–[31] Zum anderen kann die ferromagnetische Schicht variiert werden. Hierbei werden unterschiedliche [Co/Pt]-Multilagen verschiedener Co-Dicken sowie hartmagnetische  $L1_0$  geordnete FePtCu-Legierungen eingesetzt. Dadurch ist eine Vielzahl an Variationsmöglichkeiten durch die verwendeten Schichtsysteme gegeben. Unter anderem sind alle Kombinationen an Kopplungspaaren (Fe-Fe, Co-Co oder Fe-Co-Tb) an der Grenzfläche einstellbar. Zusätzlich können die Auswirkungen der Einzelschichteigenschaften in Abhängigkeit von Temperatur und Zusammensetzung auf das Gesamtsystem untersucht werden, wodurch eine Optimierung der Austauschfelder möglich ist. Neben der elementspezifischen Analyse des Ummagnetisierungsverhaltens werden

zusätzlich die strukturellen Eigenschaften in Betracht gezogen. Abschließend werden gekoppelte Systeme bestehend aus zwei amorphen ferrimagnetischen TbFe-Schichten unterschiedlich dominanter Untergittermagnetisierungen untersucht, die eine sehr hohe Kopplungsstärke an der Grenzfläche zeigen [32] und folglich maximale Austauschfelder zu erwarten sind. Hierbei konnte eine doppelseitige Austauschverschiebung beobachtet werden.



## Kapitel 2

# Grundlegende Eigenschaften der untersuchten magnetischen Schichtsysteme

### 2.1 Legierungen aus 4f-Seltenen Erden und 3d-Übergangsmetallen

Schon in den 80er Jahren galten Legierungen aus Seltenen Erden und 3d-Übergangsmetallen als vielversprechende Kandidaten für magneto-optische Schichten und somit für den Einsatz in wiederverwendbaren Speichermedien. [33] Bedingt durch die besonderen magnetischen Eigenschaften dieser Legierungen haben sie bis heute nichts an ihrer wissenschaftlichen Attraktivität verloren. Hierbei sind neben der hohen magneto-optischen Effizienz die mögliche Variation von Anisotropie, Koerzitivität und Sättigungsmagnetisierung sowie zusätzlich die magnetostriktiven Eigenschaften zu nennen. [34], [35] Über die Charakterisierung der physikalischen Eigenschaften einer Vielzahl solcher Systeme unter Veränderung der Wachstumsbedingungen sowie weiterer Parameter und einer ebenfalls sich immer fortwährenden Entwicklung von Herstellungs- und Analysemethoden konnten vielversprechende neue Effekte nachgewiesen werden. Als Beispiel kann hierzu das sogenannte „All-optical Switching“, welches die magnetische Schaltbarkeit mittels gepulster fs-Laserstrahlen beschreibt und erstmals 2007 entdeckt wurde, genannt werden. [21] Mittels dieser Methode könnten zukünftige Speichermedien schneller beschrieben werden.

Im folgenden Abschnitt sollen die Grundlagen zum Verständnis der Besonderheiten dieser Legierungen erklärt werden. Des Weiteren werden für die in dieser Arbeit analysierten Systeme Terbium-Eisen (TbFe), Terbium-Kobalt (TbCo) und Terbium-Kobalt-Eisen (TbCoFe), die aus der Literatur bekannten Eigenschaften vorgestellt und auf weiterführende Literatur verwiesen.

#### 2.1.1 Magnetismus im Festkörper

Prinzipiell kann jedes Atom, bedingt durch seine Elektronen, ein magnetisches Moment besitzen. Eine Unterscheidung erfolgt hierbei, ob das Moment durch ein externes Magnetfeld induziert oder durch nicht vollständig gefüllte Elektronenschalen, aufgrund von Bahn- und

Spinmomenten der Elektronen, hervorgerufen wird. Wechselwirken die magnetischen Momente in einem Festkörper nicht miteinander, unterscheidet man zwischen Dia- und Paramagnetismus. Beim Diamagnetismus werden durch externe Felder magnetische Momente  $\vec{m}$  im Atom induziert. Vom Paramagnetismus spricht man, wenn die magnetischen Momente bereits ohne externe Felder vorliegen und nicht miteinander koppeln. Über ein externes Feld  $\vec{H}$  werden diese ausgerichtet. Die sogenannte Suszeptibilität  $\chi$ , die ein Maß für die Änderung der Magnetisierung in Abhängigkeit vom externen Feld darstellt, weist in diesen beiden Systemen einen linearen Verlauf mit unterschiedlichen Vorzeichen auf. [36] Im Gegensatz dazu stehen Festkörper deren magnetische Momente ohne äußere Felder bereits existieren und miteinander koppeln, der sogenannte kollektive Magnetismus. Bahndrehimpuls  $\vec{l}$  und Spindrehimpuls  $\vec{s}$  aller Elektronen koppeln zum Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  eines Atoms. Abhängig von der Ordnungszahl wird zwischen der RUSSEL-SAUNDERS-Kopplung (auch L-S-Kopplung) [37]

$$\vec{J}_{\text{ges}} = \sum_{i=1}^n \vec{l}_i + \sum_{i=1}^n \vec{s}_i \quad (2.1)$$

und j-j-Kopplung

$$\vec{J}_{\text{ges}} = \sum_{i=1}^n \vec{J}_i \quad (2.2)$$

unterschieden. [38] Der bekannteste Vertreter des kollektiven Magnetismus mit spontaner Magnetisierung ist der Ferromagnet. Die magnetischen Momente liegen im energetischen Minimum favorisiert parallel zueinander ausgerichtet vor und sind magnetisch gekoppelt. Starke Streufelder führen zu der Ausbildung voneinander abgegrenzter Bereiche mit unterschiedlichen Ausrichtungen der Momente. Diese magnetischen Domänen sind voneinander durch Domänenwände (Bloch oder Néel) getrennt. Die nicht reversible Änderung der Magnetisierung in Abhängigkeit von einem externen Feld wird als magnetische Hysterese bezeichnet. Charakteristische Größen sind hierbei die Koerzitivität  $\vec{H}_C$ , Anisotropiefeld  $\vec{H}_A$  und Sättigungsmagnetisierung  $\vec{M}_S$ . [38] Neben den Ferromagneten (FM) existieren Systeme, die

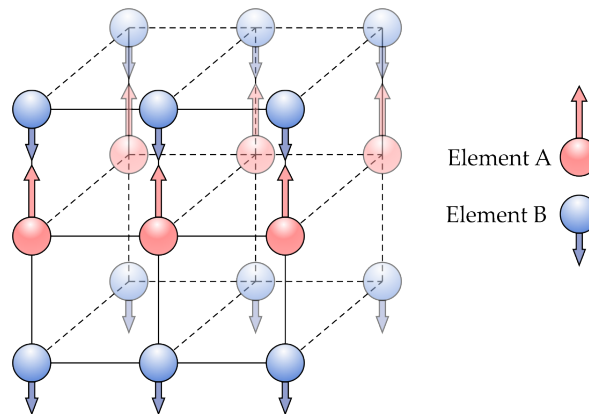


ABBILDUNG 2.1: Schematische Darstellung eines kristallinen Ferrimagneten, dessen zwei magnetische Untergitter jeweils durch die Elemente A und B besetzt sind. Die zugehörigen magnetischen Momente, welche durch die farbigen Pfeile verdeutlicht wurden, sind betragsmäßig nicht identisch.



durch mehrere magnetische Untergitter gekennzeichnet sind. Weisen diese eine antiparallele Orientierung zueinander auf und sind betragsmäßig identisch, handelt es sich um einen Antiferromagneten (AF). Bei einem Ferrimagneten (FI), wie in Abbildung 2.1 gezeigt, unterscheiden sich die Untergittermagnetisierungen im Betrag voneinander und es resultiert ein magnetisches Gesamtmoment. [36]

### 2.1.2 Beschreibung der magnetischen Eigenschaften von Legierungen aus ferromagnetischen 3d-Übergangsmetallen und Seltenen Erden

Die bekannteste Gruppe der Ferrimagnete wird von Legierungen bestehend aus ferromagnetischen 3d-Übergangsmetallen (ÜM) und schweren Seltenen Erden (SE) beschrieben. Zu der Gruppe der ferromagnetischen 3d-Übergangsmetalle zählen Kobalt (Co), Eisen (Fe) und Nickel (Ni). Die magnetischen Eigenschaften dieser Materialien werden durch die delokalisierten 3d-Valenzelektronen hervorgerufen, welche die äußerste Elektronenschale des Atomkerns darstellen. Bei Festkörpern aus diesen Elementen wird das Bahnmoment durch das Kristallfeld unterdrückt, sodass ausschließlich die Spinmomente  $\vec{S}$  des 3d-Bandes zur Magnetisierung beitragen. Eine interatomare magnetische Austauschkopplung findet entsprechend dem HEISENBERG-Modell [39] über eine direkte Überlagerung der Wellenfunktionen der 3d-Elektronen statt und resultiert in einer parallelen Ausrichtung der Spinmomente. Bei den Seltenen Erden sind die magnetischen Momente ebenfalls parallel miteinander gekoppelt. Die Magnetisierung wird jedoch von den 4f-Elektronen hervorgerufen. Diese sind nah am Kern lokalisiert und werden durch die 5s-5p und den weiter entfernten 5d-6d-Valenzelektronen abgeschirmt. Folglich kann nur eine indirekte magnetische Kopplung benachbarter Atome über die 5d-6d Valenzelektronen erfolgen, welche durch die Spinausrichtung der 4f-Elektronen polarisiert sind (RKKY<sup>1</sup>-Kopplung). Weiterhin wird abhängig vom Füllstand des 4f-Bandes, zwischen leichten und schweren Seltenen Erden unterschieden, welches maximal 14 Elektronen aufnehmen kann. Ist es weniger oder bis zur Hälfte gefüllt, handelt es sich um ein leichtes Seltenerdelement. Der Gesamtdrehimpuls wird, entsprechend der 3. HUNDSchen Regel, durch die antiparallele Kopplung des Gesamtspin- und Gesamtbahndrehimpulses  $J_{\text{ges}} = |L_{\text{ges}} - S_{\text{ges}}|$  definiert. Bei schweren Seltenen Erden ist die 4f-Schale über die Hälfte mit Elektronen gefüllt und das energetische Minimum für den Gesamtdrehimpuls wird über die parallele Kopplung von  $L_{\text{ges}}$  und  $S_{\text{ges}}$ , entsprechend  $J_{\text{ges}} = |L_{\text{ges}} + S_{\text{ges}}|$ , erreicht. Durch diese Bedingung bilden nur Legierungen mit schweren Seltenen Erden Ferrimagnete aus, wie im nächsten Abschnitt näher gezeigt wird. Für Verbindungen mit leichten SE entstehen Ferromagnete, die speziell im Bereich der Permanentmagnete (NdFeB) Anwendung finden. [40]–[43] Im Rahmen dieser Arbeit wurden nur ferrimagnetische Legierungen mit dem schweren Seltenerdelement Terbium (Tb) behandelt.

### 2.1.3 Kopplungsmechanismus in Terbium-3d-ÜM-Legierungen

Atomares Terbium weist die folgende Elektronenkonfiguration [Xe]  $4f^9 6s^2$  auf. Im Volumenmaterial erfolgt eine intraatomare Hybridisierung des 4f- und 5d-Niveaus und zwei der

<sup>1</sup>RUDERMANN, KITTEL, KASUYA, YOSIDA

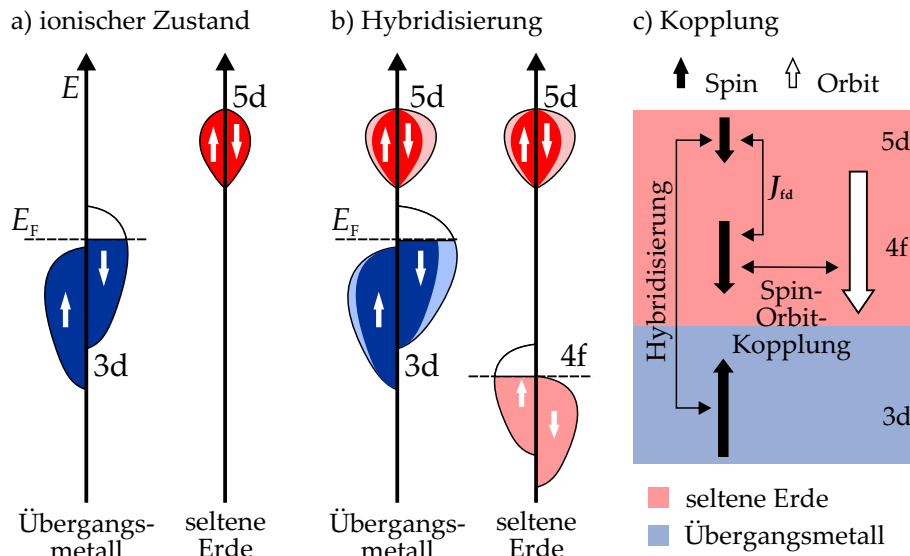


ABBILDUNG 2.2: Illustration der magnetischen Kopplung in einer schweren Seltene Erde-3d-Übergangsmetall Legierung über eine 3d-5d Hybridisierung. [43], [44]

neun Elektronen der 4f-Schale gehen in die 5d-Schale über. Diese Eigenschaft spielt in Verbindungen mit Co, Fe oder Ni eine wichtige Rolle, da eine interatomare magnetische Kopplung über eine 3d-5d Hybridisierung realisiert werden kann. Das 3d-Band der ferromagnetischen Übergangsmetalle weist entsprechend dem Stoner-Kriterium eine Aufspaltung der besetzbaren Energiezustände in Abhängigkeit von der Spinrichtung der Elektronen auf (siehe Abb. 2.2 (a)). Das vollständig besetzte Majoritätsband liegt näher am Kern und somit energetisch niedriger als das Minoritätsband, welches teilweise oberhalb der Fermi-Energie  $E_F$  liegt und dort unbesetzt ist. Das 5d-Band von Tb liegt energetisch über dem 3d-Band und zeigt keine Aufspaltung der Besetzungszustände. Die Energiedifferenz  $\Delta E$  zum 3d-Minoritätsband ist geringer. Folglich hybridisieren diese stärker miteinander und die Spinmomente des 5d-Bandes werden polarisiert (Abb. 2.2 (b)). Somit liegen die Spinmomente des 5d-Bandes (SE) überwiegend parallel zu denen des 3d-Minoritätsbandes vor. Das resultierende Gesamtmoment des Übergangsmetalls wird durch das 3d-Majoritätsband repräsentiert. Dies bedeutet, dass im Tb-Atom die Spinmomente des 5d-SE-Bandes antiparallel zum Gesamtspinmoment des 3d-Bandes ausgerichtet sind. Über die intraatomare Kopplung im SE-Metall sind die 5d- und 4f-Gesamtspinmomente immer parallel zueinander ausgerichtet, welche wiederum entsprechend der 3. HUNDSchen Regel ebenfalls parallel zum 4f-Bahnmoment stehen (Abschnitt 2.1.2 und Abb. 2.2 (c)). Daraus resultiert, dass das Gesamtspinmoment des 3d-Metals antiparallel zum Gesamtmoment des Seltenerdelements koppelt. Auf diese Weise kann erklärt werden, wie die ferrimagnetische Struktur zustande kommt. Bei der Verwendung des Begriffs Ferrimagnet muss auf eine Einschränkung hingewiesen werden. Diese Bezeichnung gilt ausschließlich für Systeme mit einer langreichweitigen strukturellen Ordnung, wie sie in kristallinen Systemen zu finden ist. Die magnetischen Momente der Untergitter sind folglich antiparallel und kollinear zueinander ausgerichtet. Für die in dieser Arbeit hergestellten binären und ternären Ferrimagnete (TbFe, TbCo und

TbCoFe) wurden die Schichtparameter jedoch so gewählt, dass ausschließlich amorphe Legierungen mit einer kurzreichweitigen strukturellen Ordnung entstanden. Weitere Informationen zum Herstellungsverfahren und den dafür verwendeten Parametern folgen in Abschnitt 5.1. Die amorphen Schichten weisen zusätzlich eine Vorzugsrichtung (Anisotropieachse) der Magnetisierung senkrecht zur Filmebene auf. Dieses Ergebnis überrascht zunächst, da auf Grund der amorphen Struktur kein anisotropes Verhalten zu erwarten ist. Die Ursachen für die auftretenden Phänomene werden im Folgenden näher beschrieben.

### 2.1.4 Sperimagnetismus und senkrecht zur Filmebene gerichtete Anisotropieachse in amorphen Tb-3d-ÜM-Legierungen

Durch lokale Variationen der Zusammensetzung, Abstände und Winkelbeziehungen der Atome zueinander weisen amorphe Festkörper typischerweise keine chemische oder strukturelle Fernordnung auf. Mittels Elektronen- und Neutronenbeugung lassen sich jedoch die strukturellen Eigenschaften solcher Systeme analysieren. Mit Hilfe der Bestimmung der radialen Verteilungsfunktion  $\rho_{A,B}(\vec{r})$  wird die abstandsabhängige Häufigkeit des Elementes A zum Element B untersucht. [45] Mit diesem Verfahren konnte gezeigt werden, dass auch amorphe Systeme, unter anderem TbFe, eine kurzreichweitige strukturelle Ordnung (short range order, SRO) aufweisen. [46]–[48] Die fehlende Fernordnung wirkt sich dabei ebenfalls auf die Ausrichtung der magnetischen Momente im Festkörper aus. Durch das lokal modifizierte Kristallfeld, sind die lokalen magnetischen Anisotropieachsen  $D_i$  der jeweiligen Atome  $i$  unregelmäßig im Material angeordnet. Erst über den im kollektiven Magnetismus existierenden Kopplungsmechanismus wechselwirken die Spinmomente  $\vec{S}$  miteinander. Makroskopisch betrachtet, resultiert dies in einer fächerförmigen Anordnung der Momente. Der zugehörige Öffnungswinkel hängt hier von der Kopplungsstärke der Momente  $i, j$  untereinander ab, dem sogenannten Austauschintegral  $J_{ij}$ . In Abbildung 2.3 sind drei Konfigurationen für amorphe Systeme und deren Anordnung der magnetischen Momente veranschaulicht (Ferromagnetismus  $\rightarrow$  Asperomagnetismus, Antiferromagnetismus  $\rightarrow$  Speromagnetismus und Ferimagnetismus  $\rightarrow$  Sperimagnetismus).

Die Energiebilanz kann über die beteiligten Wechselwirkungsanteile für ein einzelnes magnetisches amorphes Netzwerk, wie des Asperomagneteten berechnet werden. [49] Dabei wird für die lokale Anisotropie  $D_i$  eines Atoms  $i$  nur die Komponente des Spinmoments in Betracht gezogen, welche parallel zur leichten Anisotropieachse wirkt. In der folgenden Betrachtung wird auf die  $\vec{z}$ -Raumrichtung Bezug genommen. [29]

$$H = - \sum_i D_i (S_{z_i})^2 - \frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.3)$$

Bei Betrachtung eines magnetischen Netzwerks bestehend aus zwei antiparallel ausgerichteten Untergittern ( $\alpha$  und  $\beta$ ), wie bei einem Sperimagneteten, muss in Gleichung 2.3 der Energieterm um ein weiteres Untergitternetzwerk und der Austauschkopplung  $J_{\alpha\beta}$  erweitert

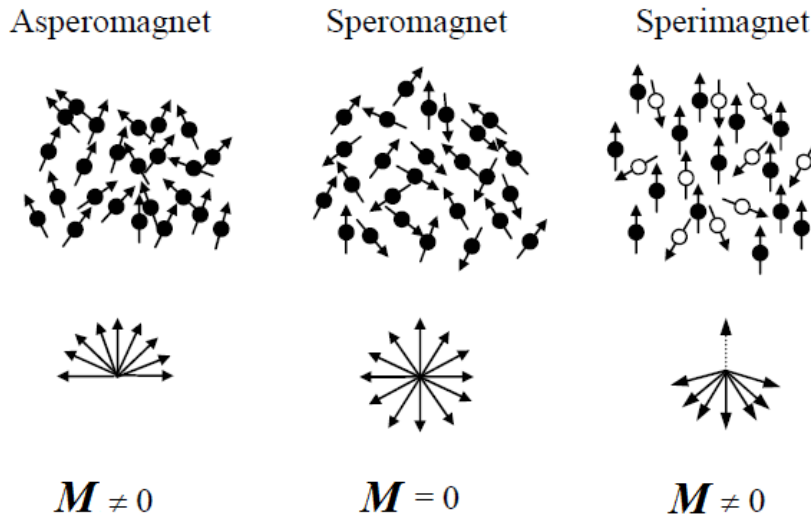


ABBILDUNG 2.3: Schematische Darstellung der verschiedenen magnetischen Strukturen in amorphen Materialien und die Verteilung der magnetischen Momente mit der resultierenden Magnetisierung. [36]

werden. [49]

$$\begin{aligned}
 H = & - \sum_i D_{\alpha_i} (S_{\alpha z_i})^2 - \sum_j D_{\beta j} (S_{\beta z_j})^2 - \sum_{\alpha, \alpha'} J_{\alpha, \alpha'} \vec{S}_{\alpha} \cdot \vec{S}_{\alpha'} \\
 & - \sum_{\beta, \beta'} J_{\beta, \beta'} \vec{S}_{\beta} \cdot \vec{S}_{\beta'} - \sum_{\alpha, \beta} J_{\alpha, \beta} \vec{S}_{\alpha} \cdot \vec{S}_{\beta}
 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Während in kristallinen Ferrimagneten die magnetischen Momente der antiparallelen Untergitter immer kollinear zueinander ausgerichtet sind, weisen in Sperimagneten diese eine räumliche Verteilung auf. Die makroskopische Form kann im jeweiligen Untergitter durch einen Fächer beschrieben werden. Abhängig vom Verhältnis der magnetischen Austauschkopplung der Momente untereinander und der Stärke der lokalen Anisotropie zeigt der resultierende Fächer einen unterschiedlich großen Öffnungswinkel. Am Beispiel der binären TbCo- und TbFe-Legierungen kann dies näher erklärt werden. Co-Paare weisen im Vergleich zu den Fe-Paaren ein höheres Austauschintegral auf. Tb-Paare besitzen die schwächste Kopplungsstärke. [28], [30] Daraus folgt, dass Co-Momente kollinear zueinander orientiert sind. Bei Fe und Tb sind jeweils fächerförmige Verteilungen zu verzeichnen (siehe Abb. 2.4). Der Öffnungswinkel für Tb ist hierbei größer, da der durch die Kopplungsstärke ver-

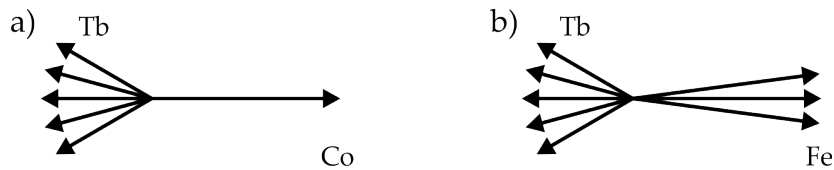


ABBILDUNG 2.4: Winkelabhängige Momentenverteilung in (a) TbCo- und (b) TbFe-Legierungen. [29]

ursachte Energieterm kleiner gegenüber dem der lokalen Anisotropie ist. [29], [45]







Heavy-lanthanide elements					
$J = L + S$					
$\alpha_J < 0$			$\alpha_J > 0$		
					
Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb

ABBILDUNG 2.5: Winkelabhängige Ladungsverteilung der 4f-Elektronen in schweren Selten Erden. [29]

Zur Analyse der Verteilung der magnetischen Momente sind zwei etablierte Verfahren bekannt. Neben winkelabhängigen XMCD-Messungen an einer TbCo-Schicht (Abschnitt 4.3.2) [50] konnte für das Fe-Untergitter einer Tb<sub>2</sub>Fe-Legierung ein Öffnungswinkel von 20° bis 30° mittels Mößbauerspektroskopie nachgewiesen werden. [51] Der Einfluss von Temperatur oder Schichtdicke waren bei diesen Untersuchungen unerheblich. [52]

Amorphe Ferromagnete (Asperomagnete) erlangten in den 70er Jahren besondere Aufmerksamkeit, da sie als Weichmagnet für unterschiedliche Anwendungen eingesetzt werden konnten. Sie zeichnen sich durch eine hohe Permeabilität und Hysteresen ohne Koerzitivität aus. [53] Sperimagnete wie TbFe, TbCo und auch das ternäre System TbCoFe hingegen, sind trotz ihrer amorphen Struktur Hartmagnete. Ein Grund für diesen Unterschied in den magnetischen Eigenschaften zwischen Asperomagneten und SE-ÜM-Sperimagneten liegt im Bahnmoment der 4f-Elektronen und das dieses im Kristallfeld nicht unterdrückt wird. Zusätzlich zeigen die 4f-Elektronen, abhängig vom betrachteten Selten Erdelement, eine unterschiedliche Ladungsverteilung. Unterteilt nach dem STEVENS-Faktor  $\alpha$ , der die Form der 4f-Elektronenwolke beschreibt, weist Terbium ein oblatenförmiges Ellipsoid auf (Abb. 2.5). [29] Das resultierende magnetische Moment ist senkrecht zur großen Halbachse ( $c$ -Achse) orientiert. Im elektrostatischen Kristallfeld wird über eine starke Spin-Bahn-Kopplung und die Form der Elektronenwolke eine bestimmte Orientierung und damit folgend die Ausrichtung der magnetischen Momente im Festkörper bevorzugt. Diese so genannte Einzel-Ionen-Anisotropie [54] wird als eine Hauptursache für die Ausrichtung der leichten, uniaxialen Anisotropieachse senkrecht zur Filmebene gesehen, die wider erwartend in amorphen Strukturen von SE-ÜM-Legierungen nachgewiesen werden konnte. Unter einer uniaxialen Anisotropieachse ist zu verstehen, dass die Vorzugsrichtung der resultierenden Magnetisierung nur in eine Raumachse zeigt. Unter bestimmten Voraussetzungen ist diese senkrecht zur Filmebene (SMA) ausgerichtet. Es wird Energie benötigt, um die Magnetisierung in eine andere Richtung auszurichten. Unter anderem kann diese in Form von ZEEMAN-Energie-Dichte  $\tilde{E}_{\text{Zeeman}} = -\vec{M} \cdot \vec{H}$  über ein externes Feld  $\vec{H}$  dem System zugeführt werden. Des Weiteren werden in der Literatur weitere Modelle zur Erklärung der SMA in amorphen schweren SE-ÜM-Legierungen vorgestellt. Die wachstumsbedingte und richtungsgeordnete Paaranisotropie ist hierbei zu nennen. Paare gleicher Atomsorten ordnen sich mit einer höheren Wahrscheinlichkeit während des Wachstumsprozesses parallel

zur Schichtebene an. Hingegen wachsen Paare ungleicher Atomsorten bevorzugt orthogonal auf. [55]–[60] Diese SRO konnte mittels EXAFS-Spektroskopie eindeutig nachgewiesen werden. [55] Weitere Ursachen, wie beispielsweise eine stressinduzierte Anisotropie [61] oder die Ausbildung einer bandorientierten Anisotropie [62], wurden in der Literatur ebenfalls diskutiert, sind jedoch von geringerer Bedeutung.

### 2.1.5 Charakteristische physikalische Eigenschaften der binären TbCo(Fe)- und ternären TbCoFe-Systeme

1973 wurde zum ersten Mal von Chaudhira *et al.* über amorphe Ferrimagnete berichtet die eine senkrechte Anisotropieachse zur Filmebene aufweisen. [63] Hierbei standen erst Systeme aus Gadolinium-Kobalt (GdCo) und Gadolinium-Eisen (GdFe) im Vordergrund. In den folgenden Jahren wurden weitere Systeme bestehend aus schweren Seltenen Erden und Co bzw. Fe untersucht. Folgend werden die aus der Literatur bekannten Ergebnisse für die binären TbFe, TbCo-Systeme und das ternäre System TbCoFe vorgestellt. Die Phasendiagramme dieser Legierungen weisen eine Vielzahl verschiedener stöchiometrischer kristalliner Phasen auf. Jedoch liegen sie in einem bestimmten Zusammensetzungsbereich amorph vor und sind sperimagnetisch. [47], [48] Die magnetische Anisotropieachse liegt zusätzlich senkrecht zur Filmebene. Für alle Systeme gilt, dass die beiden Untergittermagnetisierungen betragsmäßig verschieden stark von der Temperatur abhängig sind. Ausschlaggebend ist die mit steigender Temperatur zunehmende thermische Fluktuation der Spinmomente, welche zur Abnahme der Magnetisierung führt. Die resultierende Gesamtmagnetisierung er-

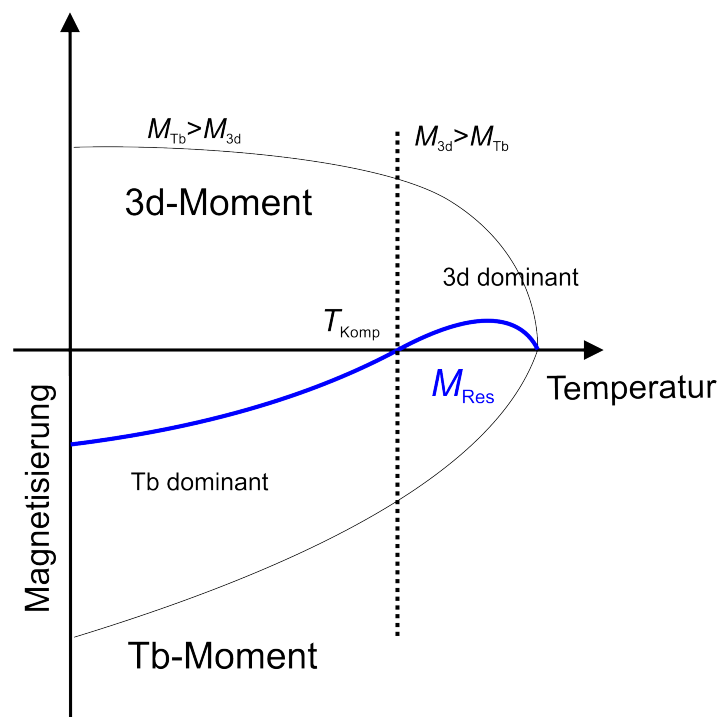


ABBILDUNG 2.6: Schematische Darstellung der elementspezifischen Untergittermagnetisierungen des 3d-Elements und Tb in Tb-3d ÜM Legierungen. Die Gesamtmagnetisierung  $M_{\text{Res}}$  ist über die Summation der Untergittermagnetisierungen gegeben.

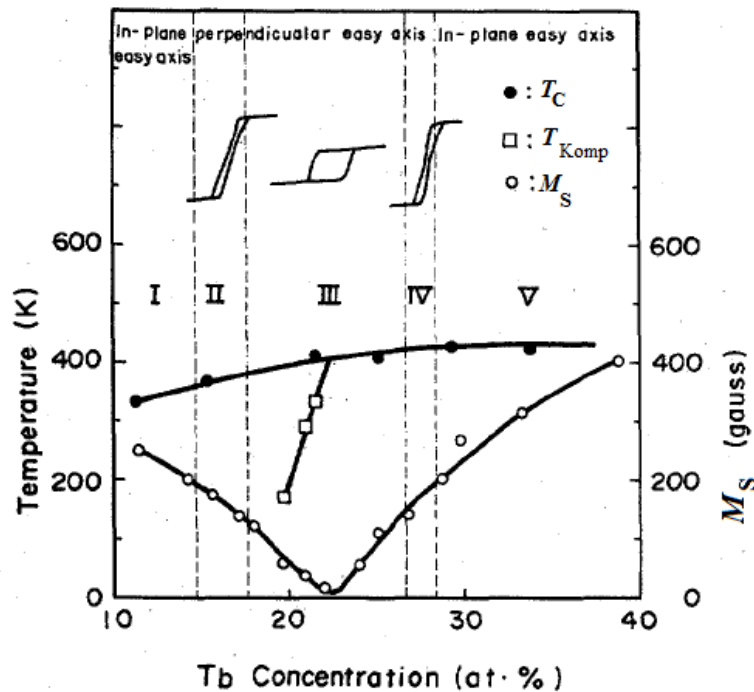


ABBILDUNG 2.7: Einfluss des Terbiumentails auf die charakteristischen magnetischen Kenngrößen von  $Tb_xFe_{100-x}$ -Legierungen. [64]

gibt sich aus der Addition der Untergittermagnetisierungen. Hierbei können zwei verschiedene Temperaturabhängigkeiten beobachtet werden: Die Gesamtmagnetisierung wird über den gesamten Temperaturbereich bis zur Curie-Temperatur nur durch die magnetischen Momente eines Untergitters dominiert (3d- oder Tb dominant). Es ist jedoch auch möglich, dass mit steigender Temperatur ein Wechsel vom Tb-dominanten in den 3d-dominanten Zustand erfolgt. Letzterer Fall ist mit der sogenannte Kompensationstemperatur  $T_{Komp}$  verbunden, bei der das resultierende Moment verschwindet, wie in Abb. 2.6 gezeigt. Hysteresen die Nahe der Kompensationstemperatur aufgenommen werden, zeigen charakteristische Eigenschaften. Wie bereits erwähnt, geht die Magnetisierung betragsmäßig gegen Null und die Werte der Koerzitivität streben ins Unendliche. TbFe-Legierungen sind seit Jahrzehnten im Fokus der Forschung und Analysen der strukturellen sowie magnetischen Eigenschaften wurden für Volumenmaterialien bis hin zu ultra-dünnen Schichten durchgeführt. Die Arbeit von Mimura *et al.* [64] zeigt unter anderem, dass bei einem Tb-Gehalt zwischen 15-28 at.% eine senkrechte, magnetische Anisotropie (Abb. 2.7) und gleichzeitig eine amorphe Struktur in den Legierungen vorliegt. Des Weiteren wurde die Curie-Temperatur  $T_{Curie}$  bestimmt. Hierbei handelt es sich um die Temperatur oberhalb derer keine magnetische Ordnung der Momente mehr vorliegt und das Material sich paramagnetisch verhält. Auch wird der Kompensationspunkt  $T_{Komp}$  als Funktion der Zusammensetzung bestimmt. TbFe zeigt einen Raumtemperatur-Kompensationspunkt bei einem Tb-Gehalt zwischen 21 und 25 at.% . [56], [64]–[67] Diese breite Streuung der experimentell ermittelten Werte ist darauf zurückzuführen, dass der Wachstumsprozess einer Schicht die magnetischen Eigenschaften stark beeinflusst. Das Aufwachsen hängt dabei von vielen Parametern ab. Untersuchungen in Abhängigkeit vom gewählten Substrat, der Abscheidetemperatur [67], dem während der

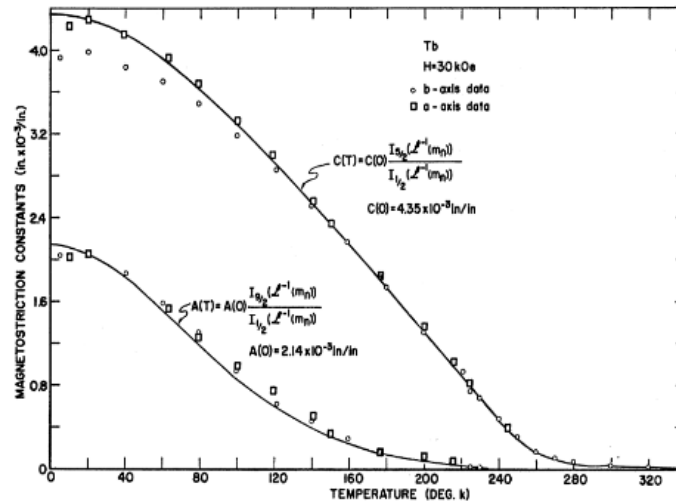


ABBILDUNG 2.8: Koeffizient der Magnetostraktion in Abhängigkeit von der Temperatur in einkristallinen Tb. [72]

Abscheidung gewählten Argon-Drucks oder der Schichtdicke [68] zeigen einen deutlichen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften der Legierung.

Eine weitere Eigenschaft der SE-ÜM-Legierungen ist das Auftreten starker magnetostriktiver Effekte in kristallinen und amorphen Systemen. [56], [69]–[71] Darunter ist zu verstehen, dass durch Anlegen eines Magnetfeldes eine Längenänderung des Materials resultiert oder auch umgekehrt durch das Krümmen der Schichten Veränderung der magnetischen Eigenschaften herbeigeführt werden. In Tb-ÜM-Legierungen wird der Effekt durch das schwere Seltenerdelement Terbium verursacht. In Abb. 2.8 ist die Auswirkung der Magnetostraktion in kristallinen Terbium in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt. Die magnetostriktiven Konstanten  $A$  und  $C$  definieren das Verhältnis der Änderung der Magnetisierung unter einem angelegten Feld mit der Ausgangsmagnetisierung ohne externes Feld bei einer bestimmten Temperatur. [72] Zusätzlich werden verschiedene Orientierungen im Material in Betracht gezogen.

Amorphe SE-ÜM-Legierungen können über Heizprozesse in den kristallinen Zustand gebracht werden. Savage *et al.* zeigten, dass amorphe TbFe<sub>2</sub> Legierungen beim Heizen über 600 K kristallisieren. [73]–[75] Es kommt dabei zur Ausbildung der TbFe<sub>2</sub>-Laves-Phase, welche mit einer Zunahme der Koerzitivität einhergeht. Mimura *et al.* zeigten, dass mit zunehmenden Tb-Anteil in den amorphen Tb<sub>x</sub>Fe<sub>100-x</sub>-Legierungen die Kristallisationstemperatur ( $T_{\text{Kristall}}$ ) von 500 auf 550 K ansteigt (siehe Abb. 2.9). Durch Hinzufügen von Co zu TbFe (TbCoFe-Legierungen) ist ebenfalls eine Erhöhung von  $T_{\text{Kristall}}$  zu verzeichnen. [18], [77]

Wie bereits erwähnt, erfolgten auch Studien über den Einfluss der Schichtdicke auf die magnetischen Eigenschaften. Die Gruppen von Sato *et al.* und Malmhäll *et al.* beobachteten eine starke Abhängigkeit der Koerzitivität und der Magnetisierung mit zunehmender TbFe-Schichtdicke. [76], [80] Dieses Verhalten wurde anfänglich auf eine schichtdickenabhängige Variation der Zusammensetzung während des Wachstumsprozesses begründet. Jedoch konnte später nachgewiesen werden, dass eine Änderung der Mikrostruktur während des Aufwachsens, die Ursache ist. Interessanterweise werden mit zunehmender Schichtdicke die



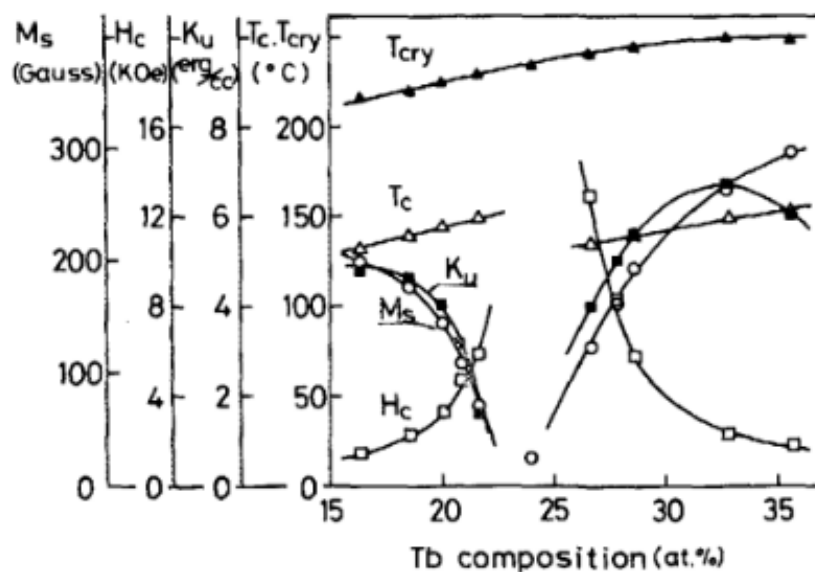


ABBILDUNG 2.9: Magnetische Eigenschaften ( $M_S$ ,  $H_C$ ,  $T_{Curie}$ ,  $T_{Cry}$ ) amorpher  $Tb_xFe_{100-x}$  Legierungen als Funktion des Tb-Anteils. [76]

Eigenschaften so modifiziert, dass sie mit denen einer Tb-reicheren Legierung vergleichbar werden.

Des Weiteren konnte bei einigen Einzelschichtsystemen (u.a. Gadolinium-Eisen-Bismut ( $GdFeBi$ ) und  $TbFe$ ), deren Seltenerd-Anteil so gewählt wurde, dass der Kompensationspunkt bei Raumtemperatur lag, ein anomales Verhalten des Ummagnetisierungsprozesses beobachtet werden. Hysteresen, die oberhalb  $T_{Komp}$  aufgenommen wurden, zeigten zusätzliche Satellitenhysteresen bei höheren Feldern (Abb. 2.10 (a)). [78] Hierbei wurden verschiedenen Theorien aufgestellt, die zur Erklärung des auftretenden Phänomens dienten. Neben einem Zweischichtmodell (Abb. 2.10 (c)), welches auf einer dickenabhängigen Variation der Zusammensetzung basiert, postulierte Okamoto *et al.* ein Spin-Flop Modell (Abb. 2.10 (b)). [79] Durch hohe externe Felder kann die intrinsische antiparallele Kopplung der Momente teilweise aufgebrochen werden und die Ausbildung einer neuen Spin-Anordnung ist die Folge. Diese vorgestellten Modelle gelten nicht nur für  $GdFe$ -Systeme, sondern sind auch auf alle schweren Seltenerd-Übergangsmetalllegierungen übertragbar.

Damit SE-ÜM-Legierungen in der Anwendung ihren Einsatz finden können, beispielsweise in der Datenspeicherung oder Sensorik, ist eine Erhöhung der thermischen Stabilität erforderlich. Durch das Hinzufügen von Co in  $TbFe$ -Legierungen wird eine deutliche Erhöhung der Curie- und Kristallisationstemperatur erreicht. Hierbei bleibt die amorphe Struktur und eine senkrechte Anisotropieachse für einen bestimmten Zusammensetzungsbereich erhalten. Dieser weicht jedoch deutlich vom binären  $TbFe$ -System ab.

Sehr große Unterschiede beobachtet man bei den rein auf Fe- und Co-basierten binären Systemen. Hierbei ist unter anderem das Verhalten der Curie-Temperatur in Abhängigkeit vom SE-Anteil zu nennen. In Abb. 2.11 ist die Zusammensetzungsabhängigkeit der Curie-Temperatur vom Seltenerdanteil für amorphe Co- und Fe-basierte Legierungen gezeigt. Für Co-basierte Schichten folgt ein Anstieg in  $T_{Curie}$  mit zunehmender Anzahl von Co-Paaren

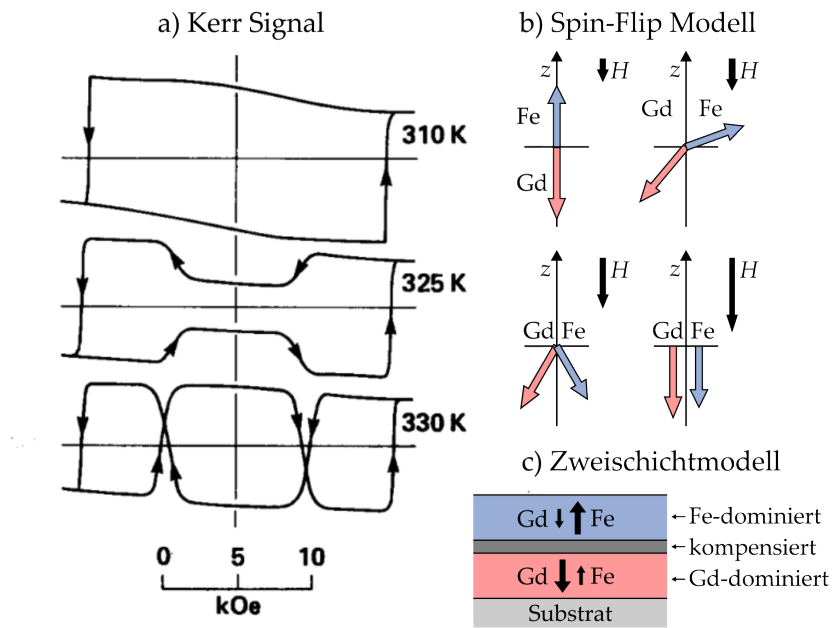


ABBILDUNG 2.10: (a) MOKE-Hysteresen von TbFe-Einzelschichten aufgenommen bei Temperaturen oberhalb des Kompensationspunktes. Darstellung des (b) Spin-Flop-Modells und (c) Zweischichtmodells zur Erklärung der bei hohen Felder zusätzlich auftretenden Hysteresen am Beispiel von GdFe. [78], [79]

(abnehmender SE-Anteil) in der Zusammensetzung. Bei der Verwendung von Fe an Stelle von Co, ist ein Ansteigen der Curie-Temperatur mit zunehmendem SE-Anteil, bis auf rund  $x_{\text{SE}} = 30 \text{ at.}\%$ , zu beobachten. Nach Erreichen eines Maximums nimmt  $T_{\text{Curie}}$  mit weiter ansteigendem SE-Gehalt, wie zu erwarten, ab (Abb. 2.11 a)). Während amorphe TbFe-Legierungen bereits bei etwa 400 K in den paramagnetischen Zustand übergehen, zeigen amorphe TbCo-Schichten dies erst bei etwa 600 K. [31], [81]

Die Curie-Temperatur korreliert mit den Austauschkopplungskonstanten der beteiligten Elemente und folglich mit der Austauschsteifigkeit  $A$ , einer weiteren wichtigen Eigenschaft von magnetischen Systemen. [82]–[84] Unter  $A$  ist die Stärke der Austauschwechselwirkung des magnetischen Materials zu verstehen. Die experimentelle Bestimmung dieser Größe erweist sich besonders für Ferrimagnete als sehr schwierig und folglich liegen vorwiegend analytische Berechnungen hierzu vor. Neben der Temperatur [85], [86] wirkt sich die Zusammensetzung der Legierungen auf  $A$  aus. [87] Diese hängt direkt von den Austauschintegralen und umgekehrt proportional vom Abstand der koppelnden Momente ab. Da die Steifigkeit und folglich die vorherrschenden Austauschintegrale in den ternären TbCoFe-Legierungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine bedeutende Rolle spielen, sind diese folgend für die verschiedenen Atompaare aufgelistet:  $J_{\text{Co-Co}} > J_{\text{Co-Fe}} > J_{\text{Fe-Fe}} > J_{\text{Co-Tb}} > J_{\text{Fe-Tb}} > J_{\text{Tb-Tb}}$ . [28]–[31] Zusätzlich wird aus diesem Zusammenhang auch deutlich, weshalb Fe-basierte Systeme niedrigere Werte für die Curie-Temperatur gegenüber Co-basierten Systemen zeigen. Auch der Zusammenhang der ansteigenden  $T_{\text{Curie}}$ -Werte für

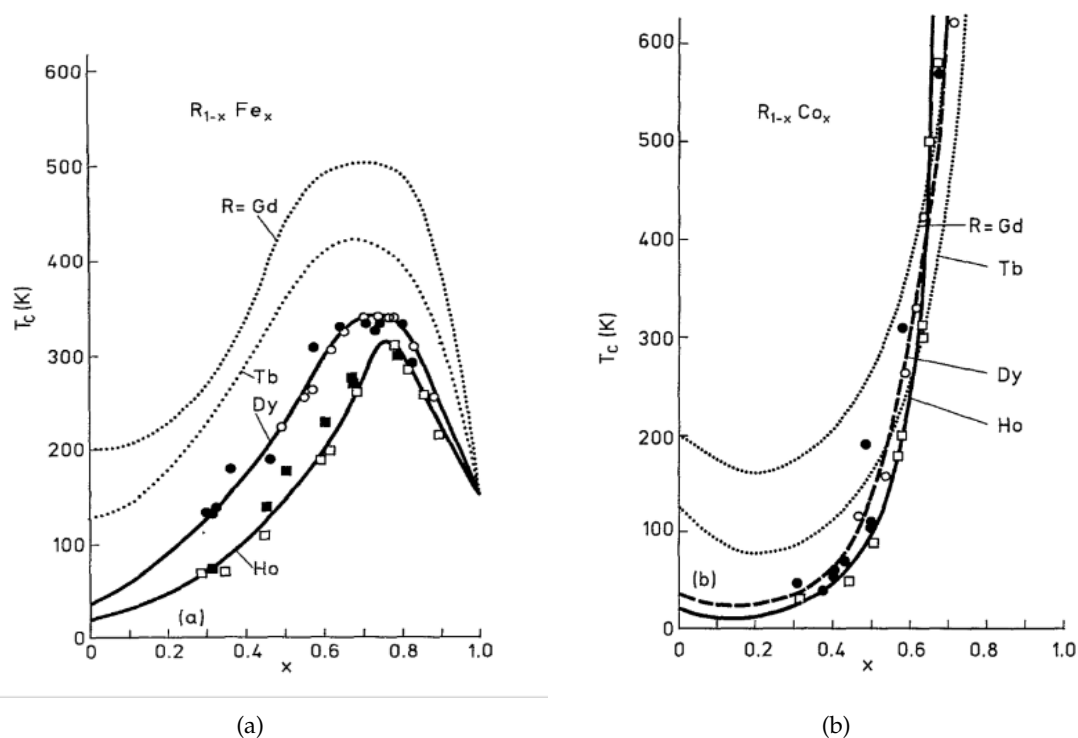


ABBILDUNG 2.11: Abhängigkeit der Curie-Temperatur von der Zusammensetzung in amorphen (a) Seltenerd-Fe und (b) Seltenerd-Co Legierungen. [28]

SE-Co-Legierungen mit zunehmenden Co-Anteil wird dadurch erklärt. Ein ähnliches Verhalten würde man auch in SE-Fe-Legierungen erwarten. Jedoch hängt die Austauschenergie der Fe-Paare zusätzlich noch von der Koordinationszahl von umgebenen Fe-Atomen ab. Mit zunehmender Anzahl an Fe-Atomen in der 1. und 2. Koordinationsschale (von 6 auf 10) nimmt die Austauschkopplung überraschenderweise ab. Es ist anzunehmen, dass ab einer kritischen Zusammensetzung durch weitere Reduzierung des Tb-Gehalts sich dieses Kopplungsverhalten auswirkt und eine Abnahme der Curie-Temperatur folgt. Auswirkungen, des von den Fe-Abständen abhängigen Kopplungseffektes, werden ebenfalls in unterschiedlichen kristallinen Fe-Phasen (kubisch innen-zentriert oder flächen-zentriert) beobachtet. Dies konnte beispielsweise mittels Bandstrukturechnungen an Fe gezeigt werden. [88] Des Weiteren ist es daher nicht erstaunlich, dass derartige Eigenschaften ebenfalls für kristalline und amorphe Systeme unterschiedlich sind. In Abb. 2.12 ist gezeigt, dass die Curie-Temperaturen für kristalline SE-Fe Legierungen höher als für amorphe Systeme ist. Ein umgekehrtes Verhalten findet man bei den meisten SE-Co Legierungen [18], [77], [89]. Im kristallinen Zustand sind die Abstände der Atome über die Gitterstruktur bestimmt. Es ist anzunehmen, dass für kristalline TbCo-Schichten die Abstände größer sind als im amorphen Zustand, folglich nimmt die Kopplungsstärke ab.

Ein weiterer Unterschied für die beiden binären SE-Fe und SE-Co-Systeme besteht in der Realisierung der senkrecht zur Filmebene orientierten Anisotropieachse. In amorphen TbCo-Legierungen hängt diese stark von den Abscheidebedingungen ab. Analysiert wurde unter anderem der Einfluss eines angelegten Spannungsfeldes während der Abscheidung

ALLOY	$T_c$ (K)	
	XTAL	AMORP.
Tb Co <sub>2</sub>	256	>600
Tb Co <sub>3</sub>	506	>600
Tb Co <sub>5</sub>	980	>600
Tb Fe <sub>2</sub>	711	390

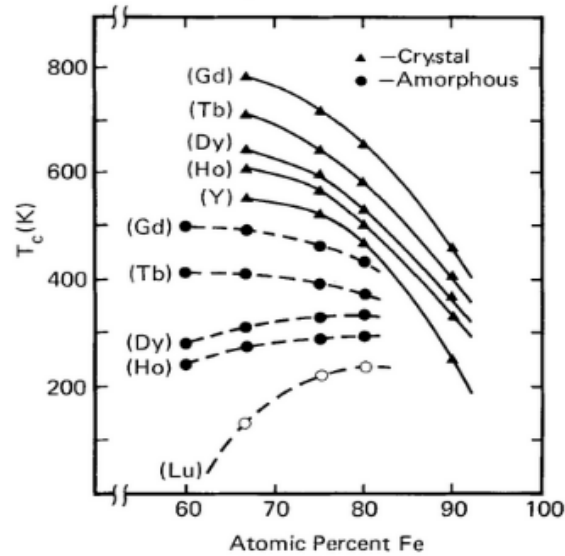


ABBILDUNG 2.12: Abhängigkeit der Curie-Temperatur für kristalline und amorphe SE-Fe-Legierungen als Funktion des Fe-Anteils. Die Tabelle zeigt die  $T_{\text{Curie}}$ -Werte einiger TbCo- und TbFe-Legierungsschichten. [18], [77]

der Filme mittels Sputterdeposition und dessen Auswirkung auf die magnetische Anisotropie. [90]–[93] Eine weitere Optimierungsmöglichkeit besteht in der Beimengung von Helium während des Sputterprozesses mit Argon. [94] Typischerweise sind zur Realisierung der senkrechten, magnetischen Anisotropieachse jedoch höhere Tb-Konzentrationen für die Zusammensetzung erforderlich. [95]–[97] Zusätzlich ist noch zu erwähnen, dass für binäre TbCo-Legierungen zur Realisierung des Kompensationspunktes bei Raumtemperatur eine starke Variation des Tb-Gehaltes zwischen  $x_{\text{Tb}} = 21 - 28 \text{ at.}\%$  in der Literatur zu finden ist [31], [96]–[98]. Diese hohe Schwankung kann über eine stärkere Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften vom Herstellungsprozess in TbCo gegenüber TbFe begründet werden.

Eine Erweiterung der binären Legierungen stellen ternäre  $\text{Tb}_x\text{Co}_y\text{Fe}_{100-x-y}$ -Systeme dar. Bei diesen kann die Variation der magnetischen Eigenschaften nicht nur durch den Tb-Anteil  $x$ , sondern auch über das Verhältnis der 3d-ÜM ( $\text{Fe}_{100-y}\text{Co}_y$ ) zueinander erfolgen. Für diese zwei Fälle sind in Abb. 2.13 die Kerr-Rotation, Curie- und Kristallisationstemperatur sowie die Magnetisierungswerte bei Raumtemperatur vorgestellt. Die Auswirkung des steigenden Co-Anteils und die damit verbundene Reduzierung von Fe führt zum Absinken von  $M_s$ , da das Co-Moment mit  $1.67\mu_B$  kleiner ist als das von Fe ( $2.14\mu_B$ ). Die Auswirkungen auf  $T_{\text{Kristall}}$  und  $T_{\text{Curie}}$  stimmen mit den zuvor beschriebenen Tendenzen in den binären Legierungen überein.

Ein weiterer Aspekt, der bei amorphen TbCoFe Legierungen auftritt, ist die lokale Variation in deren Zusammensetzung. Li *et al.* zeigten unter Nutzung einer tomographischen Atomsonde die lokale, chemische Zusammensetzung des ternären System  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{64}\text{Co}_{10}$ . [101] In Abbildung 2.14 ist die räumlich aufgelöste Elementverteilung nach dem Abscheidungsprozess gezeigt. Die lokale Variation der Zusammensetzung kann abhängig vom analysierten Element Abweichungen bis zu 13 at.% aufweisen. Ähnliche Inhomogenitäten sind für alle über Sputterdeposition hergestellten Schichtsysteme zu erwarten.

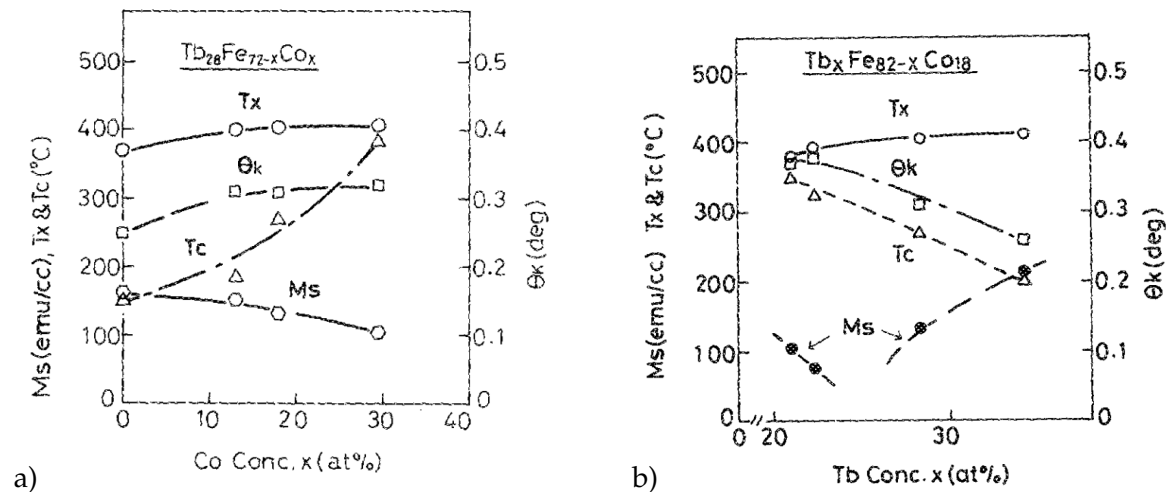


ABBILDUNG 2.13: Kerr-Rotation  $\Theta_K$ , Curie ( $T_C$ )- und Kristallisationstemperatur ( $T_x$ ), sowie die Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  bei Raumtemperatur in Abhängigkeit (a) des Co/Fe- und (b) des Tb/Fe-Verhältnis bei jeweils konstanten  $x_{Co}$  bzw.  $x_{Tb}$  Gehalt. [99], [100]

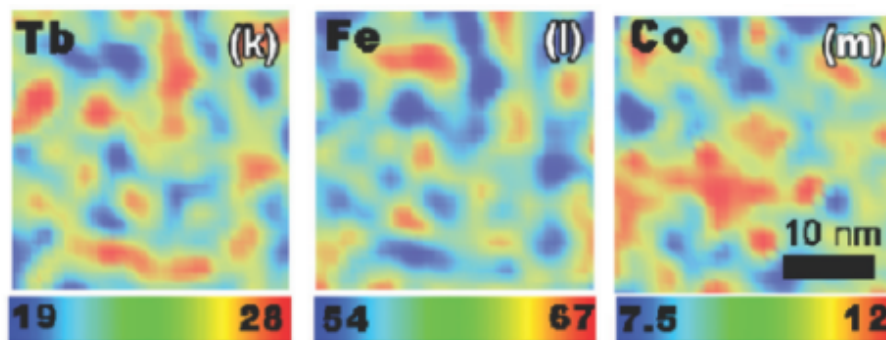


ABBILDUNG 2.14: Variation der lokalen chemischen Zusammensetzung einer  $Tb_{26}Fe_{64}Co_{10}$ -Schicht. [101]

## 2.2 Ferromagnete mit senkrechter magnetischer Anisotropie

Ferromagnetische Dünnschichtsysteme finden ihren Einsatz beispielsweise in der Datenspeicherung und auch in der Sensorik. [102] Spezielle Materialien mit einer senkrechten magnetischen Anisotropie sind hierbei von großem Interesse. Die SMA kann in ferromagnetischen Schichten durch verschiedene Mechanismen verursacht werden. Neben der Grenzflächenanisotropie in Kobalt/Platin (Pt)-Multilagern, ist bei  $L1_0$  geordneten FePt-Schichten die magneto-kristalline Anisotropie für die Orientierung der Anisotropieachse verantwortlich. In dem folgenden Abschnitt sollen diese beiden Ferromagnete und die zu Grunde liegenden Mechanismen vorgestellt werden. Es wurden vergleichbare Systeme für die vorliegende Arbeit verwendet und deren magnetisches Kopplungsverhalten mit ferrimagnetischen Schichtsystemen untersucht.

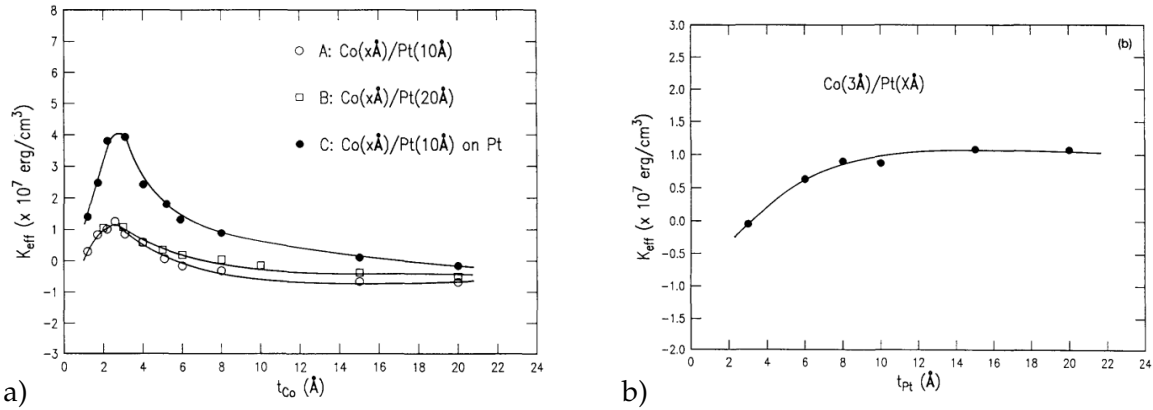


ABBILDUNG 2.15: Einfluss der (a) Kobalt-Einzelschichtdicke und (b) der Platin-Einzelschichtdicke auf die effektive magnetische Anisotropie  $K_{\text{eff}}$  in [Co/Pt]-Multischichten. [107]

### 2.2.1 [Co/Pt]-Multilagen

Wie bereits erwähnt, wird das magnetische Moment in Kobalt durch die 3d-Elektronen hervorgerufen. Im Volumenmaterial wird das Bahnmoment überwiegend durch das Kristallfeld unterdrückt. Die effektive Anisotropie für magnetische Schichten ( $K_{\text{eff}}$ , Gleichung 2.5) setzt sich aus der Formanisotropie (Entmagnetisierungsfeld), dem Volumen- ( $K_V$  pro Einheitsvolumen) und Oberflächenbeitrag ( $K_S$  pro Einheitsfläche) zusammen:

$$K_{\text{eff}} = -2\pi M_S^2 + K_V + \frac{2K_S}{t}. \quad (2.5)$$

Hierbei bezeichnet  $t$  die Filmdicke. Für Übergangsmetalle, in diesem Fall Co, liegt die Anisotropieachse für dickere Schichten ( $t$  einige nm) bevorzugt in der Filmebene. Ursache hierfür ist der dominante Beitrag der Formanisotropie. Beim Übergang zu dünnen Schichten gewinnt die Oberflächen- und Grenzflächenanisotropie immer mehr an Einfluss gegenüber der Formanisotropie. Über eine starke Spin-Bahn-Kopplung wird die Vorzugsrichtung der Anisotropieachse aus der Ebene herausgedreht. Für Co wird dieser Effekt für Schichtdicken  $t_{\text{Co}} \leq 10 \text{ Å}$  beobachtet. [103], [104] Zusätzlich konnte nachgewiesen werden, dass bei dünnen Co-Filmen durch die Modifikation des Kristallfeldes, der senkrecht zur Filmebene orientierte Anteil des Bahnmoments erhöht wird. [105], [106] Nakajima *et al.* und Weller *et al.* konnten in [Co/Pt]-Multilagen den direkten Zusammenhang des ansteigenden Bahnmoments mit der Zunahme der senkrechten magnetischen Anisotropie nachweisen. [106], [108] Dabei wurde die Messmethode des magnetischen zirkular Röntgendifferenzdichroismus (X-ray Magnetic Circular Dichroism, XMCD) angewendet. Die Grundlagen dieser Messtechnik werden in Abschnitt 4.3.2 erklärt.

Bei Multilagen bestehend aus Kobalt und einem 5d-Übergangsmetall, wie Platin, erfolgt die magnetische Kopplung an den Grenzschichten über eine 3d-5d Hybridisierung. In solchen Systemen tragen nicht nur die Momente von Co zur Gesamtmagnetisierung bei, sondern auch die paramagnetischen Momente der Platinatome werden polarisiert. [109] Die Reichweite dieser Wechselwirkung zwischen Co und Pt beträgt nur wenige Angström und nimmt exponentiell mit dem Abstand ab. Lin *et al.* untersuchten den Einfluss der Kobalt-

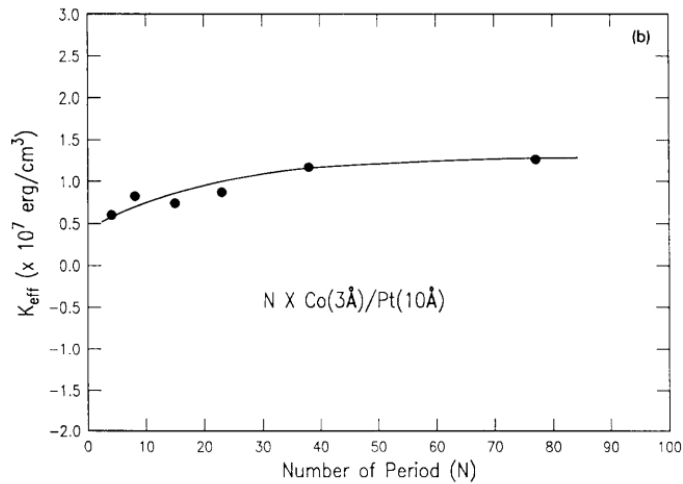


ABBILDUNG 2.16: Abhängigkeit der effektiven magnetischen Anisotropie  $K_{\text{eff}}$  von der Bilagenanzahl  $N$  in [Co/Pt]-Multischichten. [107]

und Platin-Einzelschichtdicke sowie der gewählten Anzahl an [Co/Pt]-Bilagen auf die effektive magnetische Anisotropie. Aus den Graphen in Abbildung 2.15 (a) und (b) wird ersichtlich, dass eine optimale senkrechte Anisotropie für Kobalt-Schichtdicken im Bereich von  $2 - 4 \text{ \AA}$  und für Platin oberhalb von  $t_{\text{Pt}} \geq 8 \text{ \AA}$  erzielt wird. Die höchste effektive senkrechte Anisotropie von  $K_{\text{eff}} = 4 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$  wird für [Co( $3 \text{ \AA}$ )/Pt( $10 \text{ \AA}$ )] erreicht. In Abbildung 2.16 ist für dieses System die Abhängigkeit der uniaxialen Anisotropie von der Bilagenanzahl  $N$  gezeigt. Die Ausrichtung der Anisotropieachse und damit die magnetischen Ei-

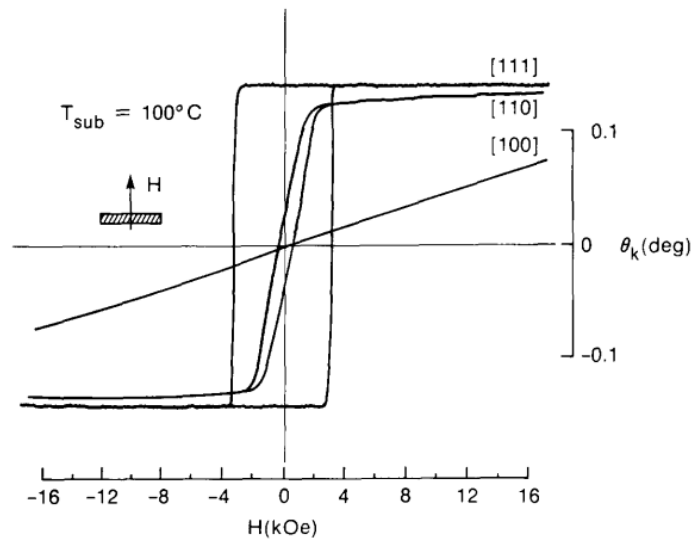


ABBILDUNG 2.17: MOKE-Hystereseschleifen von [Co/Pt]-Multilagen, die auf drei verschiedenen kristallographisch orientierten Substraten bei  $T_{\text{Sub}} = 100^\circ \text{C}$  abgeschieden wurden. [107]

genschaften der [Co/Pt]-Multischicht hängt zusätzlich von der Mikrostruktur des Schichtstapels ab. Grenzflächenrauigkeit und die Bedingungen beim Aufwachsen der Schichten

sind ausschlaggebend. Lee *et al.* zeigten, dass beim Wachstum der Multilagen auf verschiedenen orientierten kristallinen Substraten, die Ausrichtung der Anisotropieachse variiert. Eine (111)-Textur des Substrates führt zur Optimierung der Anisotropieachse senkrecht zur Filmebene, wie in Abb. 2.17 gezeigt. [110]–[112]

## 2.2.2 $L1_0$ geordnete FePtCu-Legierungen

Ein weiteres ferromagnetisches System mit einer der höchsten uniaxialen Anisotropiewerte von  $> 4 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}$  sind FePt-Legierungen in der chemisch geordneten  $L1_0$ -Phase. [113], [114] Verwendung finden diese Legierungen u. a. in HAMR-Speichermedien. [115]–[117] Bei FePt handelt es sich um ein kristallines System, wobei ausschließlich in der geordneten  $L1_0$ -Phase mit (001)-Orientierung die Ausrichtung der leichten Anisotropieachse senkrecht zur Filmebene ausgeprägt ist. Ursache hierfür ist die magneto-kristalline Anisotropie. Die Ausbildung der gewünschten  $L1_0$ -Phase erfolgt entsprechend dem Phasendiagramm erst bei Temperaturen unterhalb von 1300 °C. [118] Wird eine FePt-Legierung jedoch bei Raumtemperatur abgeschieden, bildet das System zunächst die chemisch ungeordnete A1-Phase aus. Diese kristalline Phase weist ein kubisch flächenzentriertes Gitter auf, wobei für Fe und

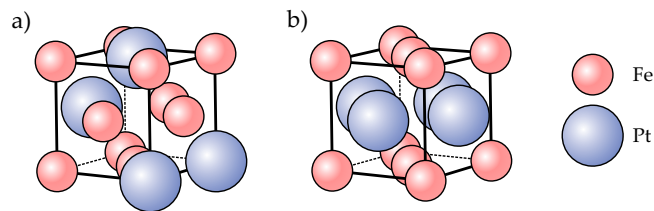


ABBILDUNG 2.18: In (a) ist das chemisch ungeordnete kfz-Gitter von FePt und in (b) die (001)-Ebenen des geordneten  $L1_0$ -Systems gezeigt. [119]

Pt die Besetzungswahrscheinlichkeit der jeweiligen Gitterplätze gleich groß ist (Abb. 2.18 (a)). Um die chemisch geordnete  $L1_0$ -Phase mit einer (001)-Orientierung zu erhalten, stehen zwei Verfahren zur Verfügung. Zum einen das epitaktische Wachsen der FePt-Schichten auf einkristallinen Substrat-Oberflächen. Hierzu eignen sich MgO (001) und SrTiO<sub>3</sub> (001)-Substrate, um bei Abscheidetemperaturen von etwa 450 °C die gewünschte Phase und Orientierung zu erzeugen. [113], [120], [121] Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass nach der Abscheidung der FePt-Schichten bei RT, das System geheizt wird. Neben Langzeitheizprozessen, die über mehrere Stunden andauern, besteht die weitere Möglichkeit nach Zeng *et al.* des schnellen thermischen Heizens (Rapid thermal annealing, RTA) durch Halogenblitzlampen. Unter Verwendung von thermisch oxidierten Silizium-Substraten kann eine nahezu perfekte (001)-Textur der kristallinen FePt-Schichten erreicht werden. [122], [123] Für dieses Verfahren sind jedoch ebenfalls Temperaturen über 650 °C erforderlich. Ursache für die Ausbildung der senkrecht zur Filmebene orientierten Magnetisierung mittels des RTA Prozesses sind Zugspannungen, die während des schnellen Heizens zwischen der Substratoberfläche und der FePt-Schicht entstehen, zu sehen. [124]–[126] Da das Si-Substrat gegenüber der FePt-Schicht eine höhere Absorption von IR-Licht aufweist, entstehen durch die



unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Schicht und Substrat Zugspannungen. [127]

Studien zur Optimierung der senkrechten Anisotropie in Abhängigkeit von der Heiztemperatur, der Heizrate, der Heizdauer und des Einflusses unterschiedlicher Filmdicken wurden beispielsweise von Albrecht und Brombacher durchgeführt. [128] Um die zur Ausbildung der  $L1_0$ -Phase benötigte Heiztemperatur weiter zu erniedrigen, wurden unter anderem dem binären System weitere Elemente, wie Cu, Ag, Ni oder Au, hinzugefügt. [129]–[133] Für das ternäre FePtCu-System wurden systematische Studien zum Einfluss des Cu-

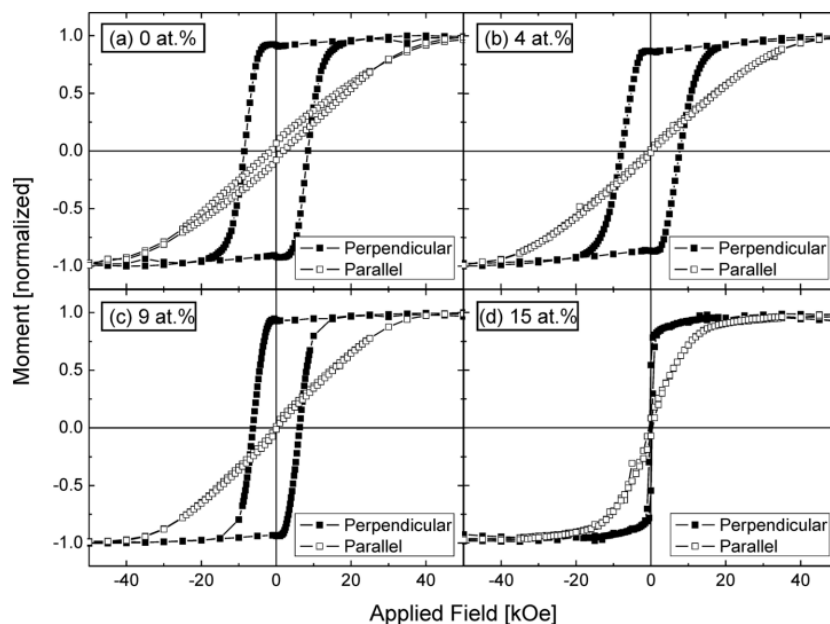


ABBILDUNG 2.19: In (a) - (d) sind die SQUID-VSM Hysteresekurven gemessen in der in- und out-of-plane Geometrie von 5 nm dicken FePtCu-Schichten mit verschiedenen Cu-Anteilen gezeigt. Die maximale Heiztemperatur während des RTA-Prozesses betrug 800 °C. [132]

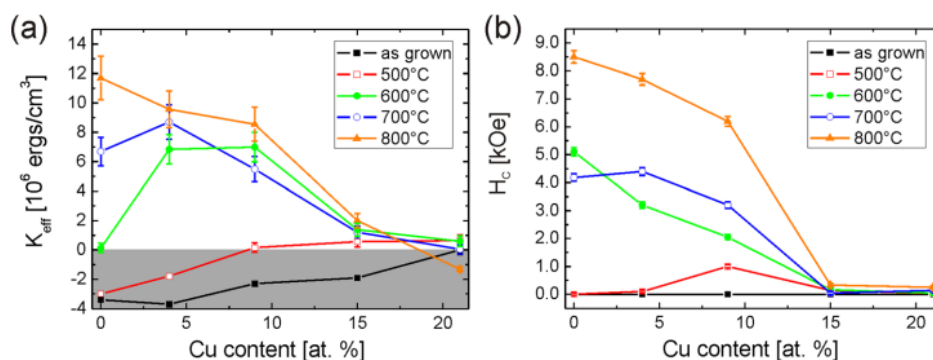


ABBILDUNG 2.20: (a) Effektive magnetische Anisotropie und (b) Koerzitivität für unterschiedliche Heiztemperaturen und Cu-Anteile in FePtCu-Schichten. [132]

Anteils in der Legierung und der Heiztemperatur auf die magnetischen Eigenschaften durchgeführt (Abb. 2.19 und 2.20). [132] Es konnte unter anderem gezeigt werden, dass Cu-Atome

die Fe-Gitterplätze besetzten. [131], [134] Um optimale Ergebnisse zu erzielen, sollte der Pt-Anteil von 50% konstant gehalten werden. Mit einem steigenden Cu-Anteil konnte eine Reduzierung der Übergangstemperatur für das Einsetzen des Ordnungsprozesses, bei der die  $L1_0$ -Phase entsteht, von über 100 °C erreicht werden. Bei zu viel Cu in der Legierung ( $y_{\text{Cu}} \geq 20 \text{ at.}\%$ ) wurde das System allerdings weichmagnetisch und wies nur noch eine geringe Koerzitivität auf (Abb. 2.20 (b)). Bei FePt-Schichtdicken unterhalb 10 nm wurde ein Entnetzen der Schichten bei Temperaturen oberhalb von 700 °C beobachtet. Dieses Verhalten konnte ebenfalls durch Substitution von Kupfer verhindert werden. [135], [136] Neben der Herstellung von  $L1_0$ -FePt Schichten auf thermisch oxidierten Si-Substraten konnte auch auf Glassubstraten erfolgreich die  $L1_0$ -Phase erzeugt werden. [137] Dies ist gerade im Hinblick für Anwendungen im Bereich der Speichermedien-Technologien von großem Interesse.

## Kapitel 3

# Kopplungsphänomene in Heterostrukturen

Bei der Kombination von ferro-, ferri- oder antiferromagnetischer Schichten können, abhängig von den magnetischen Eigenschaften der Einzellagen, verschiedene physikalische Kopplungsphänomene auftreten. Kurz- und langreichweitige Wechselwirkungsmechanismen sind hierfür verantwortlich. Im folgenden Abschnitt werden die bekanntesten Kopplungsmechanismen vorgestellt.

### 3.1 RKKY-Zwischenschichtkopplung

Die RUDERMAN-KITTEL-KASUYA-YOSIDA (RKKY)-Wechselwirkung ist ein langreichweitiger Kopplungseffekt, der 1954 zuerst in elementaren Einzelschichten entdeckt wurde. [138]–[140] Während in ferromagnetischen 3d-Systemen eine direkte magnetische Austauschkopplung durch den Überlapp der Wellenfunktionen der 3d-Elektronen zweier Atome erfolgt, verhält es sich bei Seltenen Erden anders. Hier verursachen, wie bereits erwähnt, die 4f-Elektronen, welche nahe am Kern lokalisiert sind, die magnetischen Eigenschaften. Die zugehörigen 4f-Wellenfunktionen zweier Atome können nicht direkt miteinander wechselwirken. Eine inter-atomare magnetische Kopplung kann nur indirekt über den Überlapp der Wellenfunktionen mit den 5d- und 6s-Leitungselektronen erfolgen, die somit zum kollektiven Magnetismus in diesen Festkörpern führen. In Abb. 3.1 sind am Beispiel von Gd die Wellenfunktionen der 4f-, 5d- und 6s-Elektronen gezeigt. Es besteht kein signifikanter direkter Überlapp der 4f-Wellenfunktionen zu den Nachbaratomen. Dieser Effekt kann auch in amorphen 3d-Systemen beobachtet werden. [142] Im amorphen Zustand sind die Abstände der magnetischen Momente unterschiedlich. Unterschreitet der Abstand einen kritischen Wert geht beispielsweise die parallele Kopplung der 3d-Momente in eine antiparallele über. Die magnetische Austauschkopplungsstärke  $J_{\text{RKKY}}$  zweier lokalisierter Momente hängt unmittelbar vom Abstand  $d$  ab und zeigt ein oszillatorisches Verhalten:

$$J_{\text{RKKY}}(d) = \frac{\cos(2dk_{\text{F}})}{d^3} \quad (3.1)$$

Durch die variierende Spinausrichtung der polarisierten Leitungselektronen erfolgt eine ferro- bzw. antiferromagnetische Kopplung der Momente zueinander. Dieses Phänomen

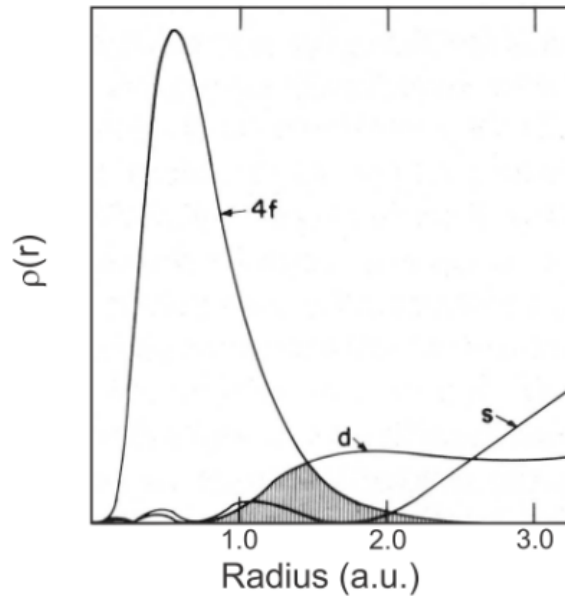


ABBILDUNG 3.1: Darstellung der radialen Aufenthaltswahrscheinlichkeit  $\rho(r)$  der s-, d- und f-artigen Zustände von Gd. Der geschwärzte Bereich stellt den für die magnetische Kopplung relevanten Überlapp der d- und f-Wellenfunktionen dar. [141]

kann nicht nur zwischen einzelnen Momenten beobachtet werden, sondern auch in Dreischichtsystemen bestehend aus zwei magnetischen Schichten, die durch eine dünne nicht-magnetische jedoch metallische Zwischenschicht getrennt sind. [143]–[145] Über die Zwischenschichtdicke kann eine relative Magnetisierungsorientierung, sowie die Kopplungsstärke, zweier magnetischer Schichten eingestellt werden. Wobei über den charakteristischen Fermiwellenvektor der metallischen Zwischenschicht die Periode der magnetischen Kopplung bestimmt wird. [146] Die Zwischenschichtkopplung kann unter anderem zur Realisierung von synthetischen Antiferromagneten genutzt werden. [147], [148] Zwei antiparallel zueinander orientierte identische ferromagnetische Schichten können durch geschickte Wahl der Zwischenschichtdicke einen vollständig kompensierten Antiferromagneten erzeugen. Sogenannte synthetische Antiferromagneten sind hierbei vielversprechende Kandidaten für magnetische Direktzugriffsspeicher (MRAM). [149] Abhängig von den gewählten Materialien der magnetischen Einzelschichten muss die ideale Dicke der Zwischenschicht individuell bestimmt werden, wobei zusätzlich, wie bereits erwähnt, die Kopplungsstärke vom gewählten magnetischen System abhängt. Für gekoppelte CoFeB-Schichten wird eine antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen bei einer Ru-Zwischenschichtdicke von  $d_{\text{Ru}} = 0.5 \text{ nm}$  erreicht. [11] Im Gegensatz dazu zeigten Hellwig *et al.*, dass bei der Kopplung von  $[\text{Co}(0.3 \text{ nm})/\text{Pt}(0.7 \text{ nm})]_5$ -Multilagen eine Rutheniumschichtdicke von  $d_{\text{Ru}} = 0.9 \text{ nm}$  erforderlich ist, um eine antiparallel Kopplung zu erhalten. Wird im Vergleich dazu Iridium als Zwischenschicht verwendet, sind nur  $d_{\text{Ir}} = 0.5 \text{ nm}$  erforderlich. [150] Zusätzlich wurde gezeigt, dass über das Wechselspiel von wirkenden Streufeldern in Verbindung mit den über die RKKY-Kopplung hervorgerufenen Kopplungsmechanismen, in  $[\text{Co}/\text{Pt}]$ -Multilagen verschiedene Domänenstrukturen hervorgerufen werden können.

### 3.2 Austauschkopplung zweier ferromagnetischer Schichten - „Exchange-Spring“-System

Bei der Herstellung von Heterostrukturen bestehend aus zwei Schichten, wobei eine hart- und die andere weichmagnetisch ist, kann ein sich gegenseitig beeinflussendes Schaltverhalten beobachtet werden. Eine charakteristische Unterscheidung zwischen einem Weich- oder Hartmagneten erfolgt über die Bildung des Verhältnisses der Anisotropie und Sättigungsmagnetisierung.

$$\kappa = \frac{4K}{\mu_0 M_S^2} \quad (3.2)$$

Ist  $\kappa \gg 1$  und folglich die Anisotropie-Werte dominierend, handelt es sich um einen Hartmagneten. [151] Dieser zeichnet sich zusätzlich durch eine hohe Koerzitivität aus. Ist  $\kappa \ll 1$  und somit die magnetostatische Energie dominierend, bezeichnet man dies als Weichmagneten. In einem magnetisch stark gekoppelten System weist die magnetische Gesamthysterese eine mittlere Remanenz und Koerzitivität auf. Das bedeutet, dass der Weichmagnet magnetisch härter und der Hartmagnet magnetisch weicher wird. Das Energieprodukt ist für das gekoppelte System größer im Vergleich zu dem der Einzelschichten. Es handelt sich hierbei um ein Maß für die gespeicherte Energie in einem magnetischen Material und besitzt ein theoretisches Limit des Energieproduktes [151]:

$$E = (BH)_{\max} \leq M_S^2. \quad (3.3)$$

Ideal sind Systeme in denen beide Schichten eine hohe uniaxiale Anisotropie aufweisen mit gleicher Vorzugsrichtung und die zugehörige Hysterese eine rechteckige Form mit hoher Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  aufweist. Das Verhältnis von Remanenz- zu Sättigungsmagnetisierung sollte in diesem Fall eins betragen ( $\frac{M_R}{M_S} \sim 1$ ). Coehoorn *et al.* waren die ersten, die ein solches System 1989 realisiert haben und Kneller *et al.* stellten 1991 den zu Grunde liegenden Ummagnetisierungsmechanismus für austauschgekoppelte Systemen vor [151], [152]. Es wurde beobachtet, dass abhängig von den gewählten Schichteigenschaften (u. a. Anisotropie  $K$ , Steifigkeit  $A$ , Schichtdicke  $t$ ...) die aufgenommenen Hysteresen der gekoppelten Schicht entweder ein ein- oder zweistufiges Schaltverhalten zeigten. Im ersten Fall, bei gemeinsamer Drehung der magnetischen Schichten, kann das zugehörige Nukleationsfeld über

$$H_N = \frac{2(t_h K_h + t_w K_w)}{t_h M_h + t_w M_w} \quad (3.4)$$

ausgedrückt werden. Dieser Ausdruck beinhaltet dabei die jeweilige Dicke ( $t_h$  und  $t_w$ ), Sättigungsmagnetisierung ( $M_h$  und  $M_w$ ) und magnetische Anisotropie ( $K_h$  und  $K_w$ ) der einzelnen Schichten (hierbei steht: „h“ für den Hart- und „w“ für den Weichmagneten). Wo bei die Dicke des Weichmagneten  $t_w$  ein kritischer Faktor für das Schaltverhalten darstellt. Ist dieser dünner als ungefähr das Zweifache der Domänenwandbreite  $\delta_h$  des Hartmagneten,  $\delta_h = \pi \sqrt{\frac{A_h}{K_h}}$ , welche von dessen Anisotropie  $K_h$  und Steifigkeit  $A_h$  abhängt, können die beiden Materialien nicht getrennt voneinander geschaltet werden. [151], [153], [154]

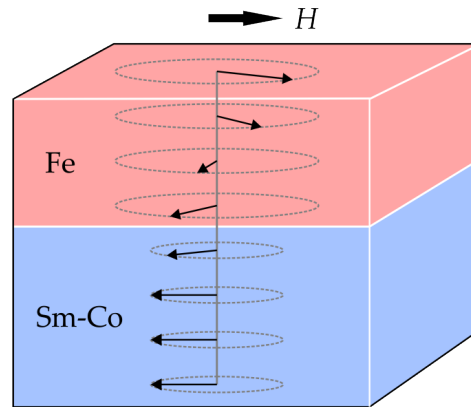


ABBILDUNG 3.2: Darstellung des „Exchange-Spring“-Verhalten einer gekoppelten weich- und hartmagnetischen Fe/SmCo Bilage. [155]

Beim Überschreiten dieser kritischen Dicke zeigen sich zwei Stufen im Ummagnetisierungsverhalten (Hysterese), wobei die erste der Umorientierung der Magnetisierung des Weichmagneten und die zweite Stufe dem Hartmagneten zugeordnet ist. Ohne ein externes Magnetfeld sind die Magnetisierungen beider Schichten parallel zueinander ausgerichtet. [155] Nach Überschreiten des Nukleationsfeldes des Weichmagneten ( $H_{Nw}$ ) richten sich zuerst die Momente des Weichmagneten über eine kontinuierliche Rotation, entlang der Schichtdicke in Richtung des angelegten Feldes aus. Die an der Grenzfläche lokalisierten Momente bleiben jedoch durch eine starke Austauschkopplung vorerst unbeeinflusst. Wie in Abbildung 3.2 verdeutlicht, zeigt die nun gebildete Domänenwand eine schraubenförmige Verdrehung der magnetischen Momente und die Drehwinkel nehmen mit der Entfernung von der Grenzschicht zu. [155], [156] Diese Domänenwand wird am Übergang zum Hartmagneten festgehalten. Entfernt man wieder das externe Feld aus diesen Zustand, wird der Ausgangszustand der parallelen Orientierung der Gesamtmagnetisierungen reversibel erreicht. Kneller *et al.* und Fullerton *et al.* beschrieben mit ihrem Modell die Nukleation und Ausbreitung sowie Annihilation einer Domänenwand im weichmagnetischen Material unterhalb des Schaltfeldes des Hartmagneten. Mit diesem Prozess wird ein charakteristisches Merkmal für einen sogenannten „Exchange-Spring“-Magneten gekennzeichnet. Die reversible Ausrichtung der magnetischen Momente entspricht der elastischen Bewegung einer Feder, woraus der Name für diesen Prozess entstand. [151], [157] Bei der Interpretation von irreversiblen Teilhysterese galt lange die Erklärung von Kneller *et al.*, dass ein partielles Mitdrehen des Hartmagneten als Ursache vorliegt. Bei Erhöhung des angelegten Umkehrfeldes wird die an der Grenzfläche vorliegende Domänenwand immer weiter zusammengedrückt und die gespeicherte Energie steigt an. Wird die zur Ausbreitung der Domänenwand im Hartmagneten benötigte Energie überschritten, propagiert diese in den Hartmagneten. Für Teilhysteresekurven, die ausschließlich den Umorientierungsprozess des Weichmagneten zeigen, kann unter bestimmten Bedingungen ein hysteretisches Verhalten beobachtet werden.

Es wurden eine Vielzahl von Theorien zur Erklärung des reversiblen und irreversiblen Verlauf des Ummagnetisierungsprozesses vorgestellt. Als einer der wichtigsten Faktoren

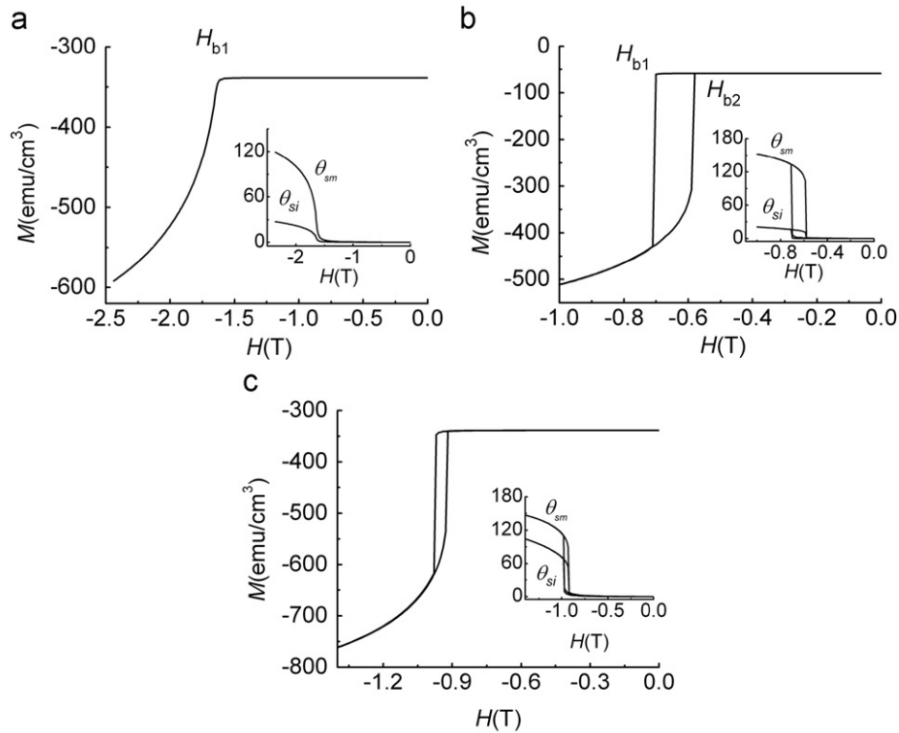


ABBILDUNG 3.3: Mikromagnetische Simulationen des Ummagnetisierungsverhaltens des Weichmagneten in Abhängigkeit von der Schichtdicke (a)  $N = 50$  (Dickenangabe ohne Einheiten) und (b)  $N = 100$  bei konstantem  $A_{wh}$  und Auswirkung der Austauschenergie (a)  $A_{wh} = 1.46 \cdot 10^{(-6)} \frac{erg}{cm}$  und (c)  $A_{wh} = 1.0 \cdot 10^{(-7)} \frac{erg}{cm}$  bei konstanter Dicke. Die eingefügten Grafiken zeigen das Verhalten der zugehörigen Öffnungswinkel  $\Theta_{wi}$  und  $\Theta_{wh}$ . [160] Es ist hierbei anzumerken, dass die in der Abbildung verwendeten englischen Nomenklaturen  $\theta_{sh}$  und  $\theta_{si}$  zu  $\theta_{wh}$  respektive  $\theta_{wi}$  ersetzt wurden.

galt erneut die Dicke des Weichmagneten. [158], [159] Es wurde gezeigt, dass nach Überschreiten einer kritischen Dicke  $t_{krit}$  ein Übergang vom reversiblen zum irreversiblen Verlauf stattfindet. Wang *et al.* zeigten mittels mikromagnetischen Simulationen, dass zusätzlich die Austauschenergie an der Grenzschicht zwischen Hart- und Weichmagneten  $A_{wh}$  ausschlaggebend für den charakteristischen Übergang ist. [160] Unterschreitet die Austauschkopplungsstärke einen kritischen Wert, dann verhält sich das „Exchange-Spring“-System irreversibel, andernfalls reversibel. Ein gemeinsames Drehen der Schichten erfolgt, wenn  $A_{wh}$  noch weiter abgesenkt wird. Es liegt in diesem Fall nur eine geringe magnetische Austauschkopplung des Weichmagneten vor und es wirkt ausschließlich eine magnetostatische Kopplung. In Abb. 3.3 sind die Öffnungswinkel der Spinmomente im Weichmagneten  $\Theta_{wi}$  und an der Grenzfläche  $\Theta_{wh}$  in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der magnetischen Austauschkopplung vorgestellt. Hierbei zeigt sich, dass beim reversiblen Umorientieren der Magnetisierung eine langsame und stetige Zunahme beider Winkel zu verzeichnen ist. Wobei diese unterschiedlich stark zunehmen, wie es in Abb. 3.3 (a) (eingefügte Grafiken) zu erkennen ist. Beim irreversiblen Prozess (siehe Abb. 3.3 (b) und (c)) hingegen steigen die Drehwinkel nach Erreichen des Nukleationsfeldes abrupt an. Dasselbe Verhalten der Winkelorientierungen der Spinmomente ist in Abhängigkeit von der Dicke des Weichmagneten zu beobachten.

[158], [159] Der irreversible Verlauf in der Heterostruktur SmCo/Co wird verursacht durch die Stabilisierung der parallelen bzw. antiparallelen Orientierung der magneto-kristallinen Anisotropieachsen der beiden Co-Gitter zueinander. [155] Allgemein ist noch zu erwähnen, dass dieses Phänomen sowohl für isotrope als auch für uniaxiale magnetische Systeme nachgewiesen werden konnte. [151], [155]

Ein weiterer Aspekt betrifft die thermische Stabilität solcher hart-/weichmagnetischer Bilagensysteme. Diese ist ausschließlich durch die hartmagnetische Schicht gegeben. Der Weichmagnet beeinflusst, wie diskutiert, nur den Ummagnetisierungsprozess. Diese positiven Eigenschaften der höheren thermischen Stabilität und Beschreibbarkeit können zur Optimierung der Speicherdichte auf  $10 \frac{\text{TB}}{\text{in.}^2}$  genutzt werden, wie es mittels mikromagnetischer Simulationen von Suess *et al.* gezeigt werden konnte. [161]–[163] In diesem Zusammenhang werden derzeit austauschgekoppelte Systeme bestehend aus weich- und hartmagnetischen FePt-Legierungen intensiver untersucht. [164] Ebenfalls das Konzept der HAMR-Medien wird diskutiert. [164]–[166] Speicherdichten von  $1.4 \frac{\text{TB}}{\text{in.}^2}$  konnten bereits erreicht werden. [164], [167]

### 3.3 Unidirektionale magnetische Anisotropie - Austauschverschiebung - Exchange-Bias Effekt

In magnetisch gekoppelten Systemen bestehend aus einer ferro- und antiferromagnetischen Schicht, wobei nur das Ummagnetisieren des Weichmagneten aufgenommen wird (minor loop), kann die Verschiebung der Hysteresis entlang der Feldachse in positive bzw. negative Richtung beobachtet werden. Die unidirektionale Anisotropie wird auch häufig als Exchange-Bias Effekt (Austauschverschiebung) bezeichnet. Volumen- und Grenzflächenefekt sind als Hauptursache dieses Austauschkopplungseffektes zu nennen. Trotz der geringen Reichweite dieser Wechselwirkungen von wenigen nm an der Grenzfläche, sind die Schichtdicken (Volumen) der gekoppelten Einzelschichten nicht zu vernachlässigen. [16], [168], [169] Der Verlauf der Ummagnetisierung kann wie folgt beschrieben werden. Wird einer magnetischen Bilage keine Energie in Form von einem externen Feld oder thermischer Einflüsse zugeführt, dann stellt sich für die Magnetisierungen der Einzelschichten eine bestimmte Vorzugsrichtung zueinander ein, abhängig von der Art der Austauschkopplung an der Grenzfläche. Wird nun die Magnetisierung einer Schicht (der weicheren) aus diesem Zustand durch Energiezufuhr in Form eines äußeren Feldes (ZEEMAN-Energie) umorientiert, so wird die magnetische Kopplung aufgebrochen. Es handelt sich hierbei um einen vorwiegend über Nukleation hervorgerufenen Ummagnetisierungsprozess. An der Grenzfläche entsteht eine Domänenwand, die Energie kostet (interfacial domain wall, IDW). [17], [170]–[174] Um aus diesem Zustand wieder in die präferierte Ausgangslage der Magnetisierungsorientierung beider Schichten zu gelangen, ist ausschließlich die Reduzierung des externen Feldes erforderlich (Abb. 3.4 (a)-(d)). Die Ummagnetisierung erfolgt über einen Domänenwand getriebenen Prozess. Energetisch betrachtet muss die Austauschkopplungs-



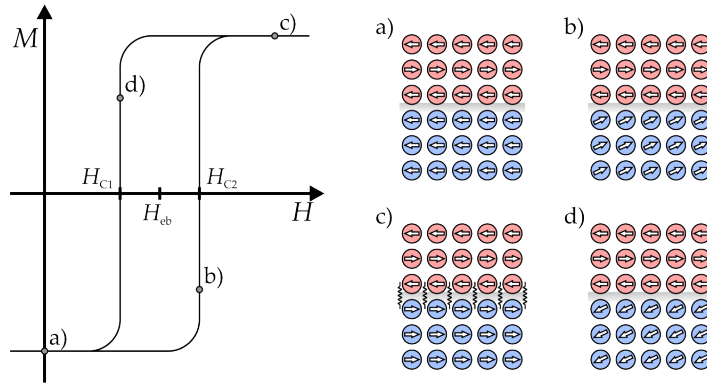


ABBILDUNG 3.4: Schematische Darstellung des verschobenen Hystereseverlaufs mit dem phänomenologischen Modell ((a)-(d)) zur Umorientierung des FM einer AF/FM-Heterostruktur bei  $T < T_{N\acute{e}el}$ , welches zur Ausbildung einer unidirektionalen Anisotropie führt. [175]

stärke einen größeren Beitrag, im Vergleich zur noch wirkenden ZEEMAN-Energie, aufweisen. Dieser Effekt erzeugt eine Verschiebung der Hysterese. Da es sich bei Hin- und Rückweg des Ummagnetisierungsvorgangs des Weichmagneten um zwei verschiedene Prozesse handelt, zeigen die aufgenommenen Hysteresen typischerweise keine symmetrische Form. [176] Das Austauschfeld  $H_{eb}$  und die Koerzitivität der verschobenen Hysterese sind definiert über:

$$\begin{aligned} H_{eb} &= \frac{H_{C2} + H_{C1}}{2} \\ H_C &= \frac{H_{C2} - H_{C1}}{2}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Meiklejohn und Bean entdeckten 1956 als Erste diesen Effekt an oxidierten Co-Partikeln und bis heute ist eine stetige Weiterentwicklung in diesem Forschungsbereich zu beobachten. [14], [177], [178] Anfänglich wurden ausschließlich Systeme bestehend aus Antiferro- und Ferromagneten analysiert. [15] Allerdings müssen folgende Einschränkungen für diese Systeme beachtet werden. Die Heterostruktur muss in einem angelegten Feld oberhalb der NÉEL-Temperatur  $T_{N\acute{e}el}$  des AF auf eine Temperatur unterhalb von  $T_{N\acute{e}el}$ , gekühlt werden. Die Magnetisierung des FM und die unkompensierten, nicht rotierbaren Spinmomente des AF an der Grenzfläche bekommen darüber eine Vorzugsrichtung aufgeprägt und der energetisch „günstige“ Zustand wird erzeugt und eingefroren. Bei vollständig kompensierten antiferromagnetischen Systemen sollte kein Austauschfeld beobachtet werden und auch unkompensierte Spinmomente, die im externen Feld mit gedreht werden können, führen nur zur Erhöhung der Koerzitivität jedoch zu keiner Verschiebung. [16], [179]–[182] Über mikromagnetische Simulationen von Suess *et al.* wurden jedoch Theorien vorgestellt, dass auch mit vollständig kompensierten AF der Exchange-Bias Effekt realisiert werden kann. [183] Eine weitere Einschränkung liegt darin, dass die CURIE-Temperatur des FM oberhalb der

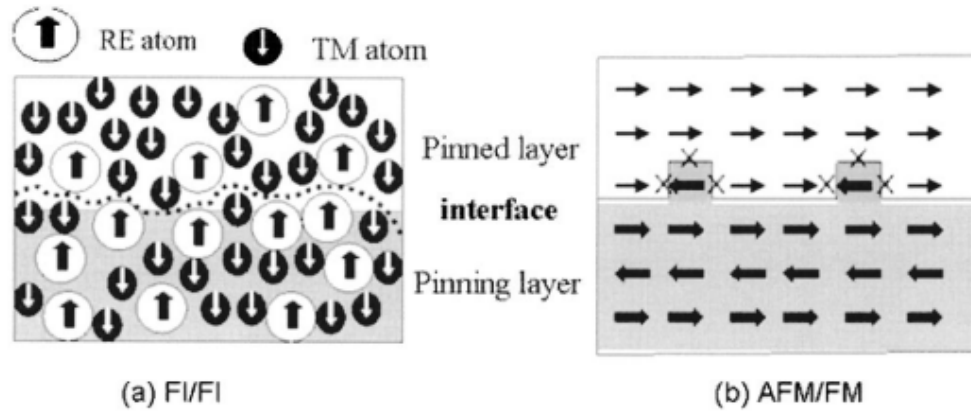


ABBILDUNG 3.5: Vergleich der Mikrostruktur an der Grenzfläche zwischen amorphen FI/FI und kristallinen FM/AF Heterostrukturen. [32]

NÉEL-Temperatur des AF liegen muss. Eine Berechnung der Austauschfelder  $H_{\text{eb}}$  in solchen gekoppelten Systemen erfolgt über folgende Gleichung:

$$\begin{aligned}
 H_{\text{eb}} &= -\frac{\Delta\sigma}{2M_{\text{FM}}t_{\text{FM}}} \\
 &= -\frac{\sqrt{K_{\text{eff}}A_{\text{eff}}}}{2M_{\text{FM}}t_{\text{FM}}}
 \end{aligned}
 \tag{3.6}$$

Mit  $\Delta\sigma [\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}]$  wird die Differenz der Grenzflächenenergie (Austausch-Energiedichte) für die beiden Orientierungszustände der Magnetisierung des Ferromagneten bezeichnet. [175] Je mehr Energie in diesem Übergangsbereich gespeichert wird, umso stärker ist die Verschiebung der Hysteresese. Bestimmt wird diese durch die Form und Ausbreitung der gebildeten Domänenwand, die im direkten Zusammenhang mit der effektiven magnetische Anisotropie und Steifigkeit der Grenzschicht stehen. Mit zunehmender Dicke ( $t_{\text{FM}}$ ) und Sättigungsmagnetisierung ( $M_{\text{FM}}$ ) des FM ist ein geringeres Austauschfeld zu erwarten. Für AF/FM liegen die experimentell ermittelten Austauschfelder im Bereich mehreren 100 Oe und damit weit unter den theoretisch berechneten Feldern von  $H_{\text{eb}} \approx 10 \text{ kOe}$ . Ursachen sind hierfür der Einfluss von mikrostrukturellen Eigenschaften an den Grenzflächen, die beispielsweise durch eine kristalline Struktur des Antiferromagneten gegeben ist. Defekte der langreichweitigen Ordnung in Form von Korngrenzen, Mosaizitäten oder Stufenkanten an der Grenzfläche können zu einer Absenkung der Anzahl der eingefrorenen unkompensierten Spinnomente und damit verbunden zu einer Verminderung der magnetischen Austauschkopplung und des Austauschfeldes führen (Abb. 3.5 (b)). [178], [184], [185] Eine Verbesserung der Austauschwechselwirkung kann erreicht werden, indem die Grenzflächenrauheit verbessert wird. Neben der Optimierung des Kristallwachstums und die Verbesserung der Rauigkeiten an der Grenzfläche [16], [180], stellt der Übergang zu vollständig amorphen Schichtsystemen eine weitere Möglichkeit dar [15], [32]. Beispielsweise bildet die Grenzschicht zweier unterschiedlicher amorphen FI-Schichten eine vollständig gekoppelte Zwischenschicht aus (Abb. 3.5 (a)).

Bis heute sind noch nicht alle dem Phänomen zu Grunde liegenden Abhängigkeiten vollständig verstanden. Selbst starke Abweichung von der  $\frac{1}{t_{\text{FM}}}$ -Abhängigkeit des EB-Effektes von der FM-Schichtdicke werden beobachtet. [186] Im Laufe der Zeit konnte ein Übergang zu weiteren gekoppelten Heterostrukturen, bestehend aus FM/FI [187]–[189] oder FI/FI [32] verzeichnet werden. Der Vorteil dieser gekoppelten Systeme besteht darin, dass die magnetischen Eigenschaften aller beteiligten Schichten variiert werden können. Damit verbunden, ist eine Erweiterung der Analysemöglichkeiten der festhaltenden Schicht und ein Zugewinn an Kenntnissen über dessen Mechanismus sowie eine Maximierung des Austauschfeldes.

Die Realisierung einer Verschiebung der Hysterese ist an die Bedingung gebunden, dass die magnetischen Schichten bei unterschiedlichen externen Feldern getrennt voneinander schalten können. Es handelt sich, wie bei den „Exchange-Spring“-Systemen, um ein gekoppeltes System aus einem Hart- und Weichmagneten. Wird ausschließlich der Ummagnetisierungsprozess des Weichmagneten aufgenommen und das externe Feld geringer als das Schaltfeld des Hartmagneten gewählt, so dient dieser als festhaltende, dem Weichmagneten eine bevorzugte (unidirektionale) Ausrichtung der magnetischen Momente einprägende Schicht. [190] In der Literatur wurde für diese Systeme vorwiegend die Bezeichnung der unidirektionalen Anisotropie gewählt. [16], [187], [191], [192]

Wie bereits erklärt, wurden entsprechend der zeitlichen Reihenfolge der Entdeckung der Kopplungsphänomene, anfänglich primär Systeme bestehend aus FM/AF Bilagen analysiert. Da nur die an der Grenzschicht unkompenzierten Spinmomente zu der Verschiebung der Hysterese beitragen, folgten in den meisten Fällen nur geringe Austauschfelder. Eines der größten Felder wurde 1996 von Nogues *et al.* an  $\text{FeF}_2/\text{Fe}$  ( $H_{\text{eb}} = 1 \text{ kOe}$ ) beobachtet. Durch moderne Analyseverfahren (XMCD wird im Abschnitt 4.3.2 beschrieben) konnten die eingefrorenen nicht kompenzierten Spinmomente an der Grenzfläche direkt nachgewiesen werden. [193] Für ein „Exchange-Spring“-System bestehend aus  $\text{SmCo}/\text{Co}$  wurden höhere Austauschfelder von bis zu  $H_{\text{eb}} = 4.6 \text{ kOe}$  nachgewiesen [155]. Einen interessanten Vergleich zwischen amorphen FI und kristallinen IrMn-Schichten als festhaltende Schicht werden von Romer *et al.* vorgestellt (Abb. 3.6). [16] Als Ferromagnet diente in beiden gekoppelten System eine identische  $[\text{Co}/\text{Pt}]$ -Multilage. Die Felder für Bilagen mit einem amorphen Ferrimagneten ( $\text{TbFe}$ ) liegen um eine Größenordnung mit  $H_{\text{eb}} = 10 \text{ kOe}$  höher im Vergleich zu den gekoppelten Schichten mit einem kristallinen AF (IrMn). Romer *et al.* analysierten die Auswirkung der Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften des Ferrimagneten auf die Austauschfelder im gekoppelten System. Sie zeigten die Zunahme von  $H_{\text{eb}} = 7.0 \text{ kOe}$  auf  $H_{\text{eb}} = 11.0 \text{ kOe}$  mit abnehmender Temperatur. [16], [188] Bei der Wahl von SE-ÜM-Ferrimagneten wird die Möglichkeit angegeben den Parameterraum über die Variation von Schichtdicke, Zusammensetzung und Temperatur zu erweitern. Beim Übergang zu Heterostrukturen bestehend aus zwei amorphen Ferrimagneten (SE-ÜM Legierungen) konnten experimentell von Lin *et al.* sehr hohe Kopplungsstärken zwischen den Schichten nachgewiesen werden. [32] Erwartungsgemäß sollten die zugehörigen Austauschfelder entsprechend sehr hoch ausfallen, jedoch wurden diese nicht untersucht.

Bereits in den letzten Jahrzehnten wurden verschiedenste Ansätze gewählt, um ein besseres Verständnis für die wirkenden Mechanismen und Abhängigkeiten des EB-Effektes zu

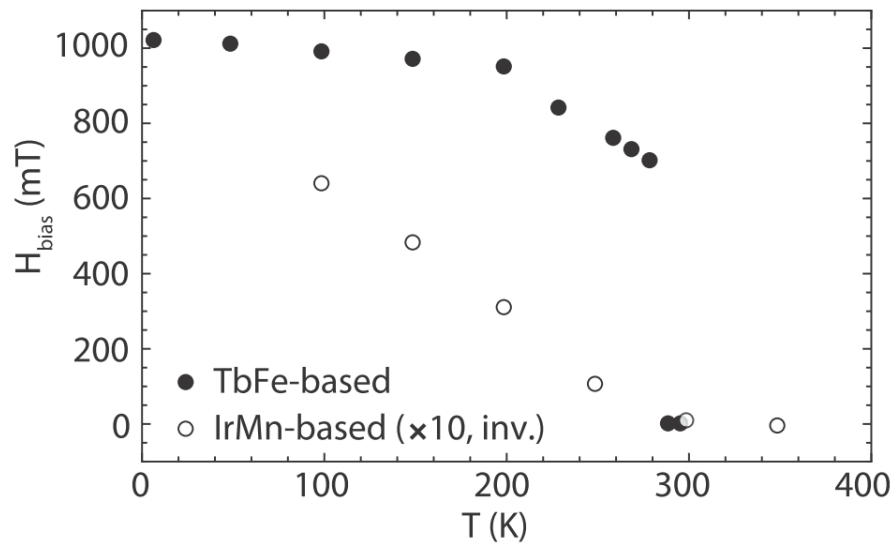


ABBILDUNG 3.6: Darstellung der Austauschfelder von Heterostrukturen bestehend aus [Co/Pt]-Multilagen kombiniert mit amorphen TbFe und kristallinen IrMn. Die Werte für die AF/FM Bilage wurden 10-fach vergrößert. [16]

gewinnen. Um die direkte Austauschkopplung an der Grenzfläche zu minimieren und folglich den Einfluss von dipolaren Wechselwirkungen (Streufelder) zu untersuchen, wurden nicht-magnetische Zwischenschichten eingefügt. [172], [194] Auch wurde die Abhängigkeit von Kühlfeldern und Feldzyklen bei konstanter Temperatur, dem sogenannten Trainings-Effekt, intensiv untersucht. [170], [195], [196] Auch spielt die Orientierung der Magnetisierungsachsen eine wichtige Rolle, wie beispielsweise an einer TbFe/Co-Heterostruktur gezeigt wurde. Während der Ferrimagnet eine SMA aufweist, hängt die Ausrichtung der Magnetisierung von der Co-Schichtdicke ab: Co dreht mit zunehmender Schichtdicke von der senkrechten Magnetisierungsrichtung in die Schichtebene. Eine Abnahme des Austauschfeldes mit zunehmender Co-Schichtdicke wurde beobachtet. [197] Neben dem Dickeneinfluss des Ferromagneten auf  $H_{\text{eb}}$  wurden an der Grenzfläche sich ausbildende Domänenwände als Ursache genannt. [191], [198], [199] Folglich eignen sich gekoppelte Systeme mit derselben Ausrichtung der Anisotropieachsen am Besten, um eine möglichst hohe unidirektionale Anisotropie zu erreichen. Zusätzlich wurde auch die an der Grenzfläche entstehende Domänenwand und deren Einfluss auf das Austauschfeld untersucht. [174], [200]

Ein Diskussionspunkt hierbei ist, inwieweit „Exchange-Spring“- und Exchange-Bias Systeme an dieser Stelle noch voneinander getrennt gesehen werden können. Bei beiden Phänomenen wird von der Kopplung zwischen einem Weich- mit einem Hartmagneten gesprochen. Wird sich ausschließlich auf die in der Literatur für den Exchange-Bias Effekt gewählte Definition bezogen, kommen hierfür nur Systeme bestehend aus FM/AF in Betracht. [201] Wird jedoch vereinfacht der AF als Spezialfall des Ferrimagneten am Kompensationspunkt angenommen, wird die zu wählende Bezeichnung in gekoppelten Systemen von FI/FM oder FI/FI-Systemen uneindeutig. Für „Exchange-Spring“-Systeme wurde anfänglich nur der reversible Ummagnetisierungsprozess des Ferromagneten diskutiert. Erst im Laufe der

Zeit wurde zusätzlich auf irreversible Hysteresen in diesen gekoppelten Strukturen verwiesen [159], [160]. Fullerton *et al.* erklärten die Zusammenhänge für die zweistufigen Hysteresekurven in gekoppelten ferromagnetischen Systemen und verwies darauf, dass sein verwendetes Modell ebenfalls zur Erklärung des Phänomens des Exchange-Bias Effekts in Hart- und Weichmagneten angewendet werden kann. [202] Auch Mangin *et al.* erklärte, dass für beide Phänomene die Austauschfelder an der Grenzfläche verantwortlich sind. [174] In dieser Arbeit wird folglich keine klare Abgrenzung der beiden Effekte vorgenommen.



## Kapitel 4

# Herstellung und Untersuchungsmethoden von Dünnschichtsystemen

### 4.1 Herstellung der Probensysteme

#### 4.1.1 Kathodenzerstäubung

Die in dieser Arbeit vorgestellten Dünnschichtsysteme wurden alle mittels dem Verfahren der Kathodenzerstäubung (Sputtern) hergestellt. Der Kammerbasisdruck liegt hier bei  $p_{\text{Basis}} \approx 10^{-8} - 10^{-10}$  mbar und somit im Ultra-Hoch-Vakuumbereich. Dadurch kann während des Prozesses eine hohe Reinheit der herzustellenden Schichten gewährleistet werden. Das Prinzip basiert darauf, dass hoch energetische Ionen, wie Ar oder Xe, aus einem Festkörper Atome abtragen bzw. abstäuben. Als physikalische Gasphasenabscheidung bekannt (physical vapour deposition, PVD), lagern sich die zuvor zerstäubten Materialien an einem Substrat ab und bilden einen Film. Hiermit sind Schichtdicken im Bereich unterhalb eines Nanometers bis zu hunderten von  $\mu\text{m}$  möglich. Zusätzlich bietet dieses Herstellungsverfahren stabile Abscheideraten, konstante Prozessbedingungen und die bereits erwähnte hohe Reinheit der Schichten. Dadurch sind die optimalen Bedingungen für eine Reproduzierbarkeit komplexer Schichtsysteme gegeben. Der Hauptbestandteil der Anlage für den Abscheidungsprozess sind die Sputterquellen. Diese besteht aus einer Anode und Kathode, wobei Letztere direkt mit dem Abscheidematerial (Target) verbunden ist. Bei einem metallischen Material stellt das Target gleichermaßen die Kathode dar. Der Prozess basiert darauf, dass über ein in die Abscheidekammer oder direkt in die Sputterquelle eingelassenes Prozessgas, ein Plasma durch Anlegen einer Hochspannung gezündet wird. Wenn ausschließlich das Gas zur Abtragung des Target-Materials dient, werden nicht-reaktive Edelgase und bevorzugt Argon eingesetzt. Der Gasdruck liegt regulär zwischen  $p_{\text{Ar}} \approx 1 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$  mbar, abhängig von der gewünschten Abscheide-Rate, dem abzuscheidenden Material und der Sputterquellen-Konfiguration. Werden zusätzlich noch reaktive Gase, unter anderem Sauerstoff und Stickstoff eingesetzt, kommt es neben dem Abtragevorgang des Targets gleichzeitig zur Bildung zusätzlicher chemischer Verbindungen (Nitride oder Oxide). Eine technische Erweiterung stellen die magnetisch unterstützten Sputterquellen, sogenannte Magnetrons, dar (Abb. 4.1). Hierbei werden durch den Einbau von ringförmigen Magneten unterhalb

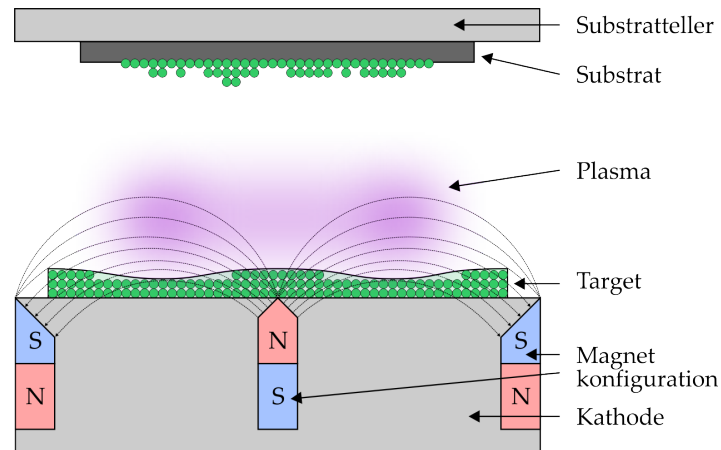


ABBILDUNG 4.1: Schematischer Aufbau und Funktionsweise einer Magnetronsputterquelle.

der Kathode zusätzlich zu den elektrischen, auch magnetische Felder in das System eingebracht. Die auf die geladenen Teilchen wirkende LORENTZkraft führt zu einem torusförmigen Plasma nahe des Targets. Wobei sich die Ionen und Elektronen auf Zykloidenbahnen bewegen, welches zu der typischen ringförmigen Abtragung des Materials führt. Durch den somit gesteigerten Ionisationsgrad wird eine Erhöhung der Beschichtungsrate erreicht und zusätzlich kann die Ausdehnung des Plasmas auf einen definierten Raum begrenzt werden. Abhängig vom abzuscheidenden Material können auch unterschiedliche Stromversorgungsquellen zur Realisierung der Plasmen genutzt werden. Bei elektrisch leitenden Materialien werden Gleichstrom (DC)-Generatoren eingesetzt. Für Isolatoren, wie  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , sind Hochfrequenz(RF)-Quellen erforderlich, um das Plasma mittels einer Radiofrequenz-Wechselspannung im MHz-Bereich zu erzeugen. Bei magnetischen Materialien spielt zusätzlich die Dicke der Targets eine Rolle, ob ein Plasma gezündet werden kann. Für ferromagnetische Systeme sind dünne Targets von rund 1 mm zu verwenden, da die magnetischen Flusslinien der unterhalb der Kathode lokalisierten Magnete andernfalls nicht aus dem magnetischen Material dringen können. Die Abscheiderate hängt immer von der angelegten Leistung ab. Weitere Parameter, die Einfluss auf die charakteristischen Eigenschaften der abzuscheidenden Schichten nehmen, sind:

- der Abstand zwischen Substrat und Magnetron. Ist dieser zu kurz gewählt, kann für spezielle Schicht-Systeme der Energieeintrag zu hoch sein und gewünschte magnetische und strukturelle Eigenschaften können sich nicht ausbilden. Dieses Problem kann bei fester Proben-Magnetron Positionierung über den Druck des Prozessgases reguliert werden. Je mehr Gas in die Kammer eingelassen wird, desto geringer wird die Abscheiderate sowie die Energie der ankommenden Ionen. Bei Abscheidung einer Serie, ist ein definierter Abstand für jede Abscheidung einzuhalten, um vergleichbare Ergebnisse zu erhalten.
- der Winkel der Magnetrons. Typischerweise sind in einer Sputter-Anlage mehrere Quellen ringförmig angeordnet. Zentral zu diesen, in einem gewissen Abstand, ist der Substrathalter befestigt. Dabei kann der Winkel der Magnetrons verändert werden,



um die auf das Substrat ankommenden „Materialkeulen“ so zu optimieren, dass diese nahezu homogen sind.

Kleinste Abweichungen in den Herstellungs- und Kammerparametern können die Eigenschaften der abgeschiedenen Schichten stark beeinflussen. Die Abscheidung, der in dieser Arbeit vorgestellten Schichten, erfolgte in drei verschiedenen UHV-Präparationskammern. Folglich sind diese trotz identischer Schichtsysteme nur teilweise miteinander vergleichbar. Zur Verfügung standen neben einer Anlage der Firma Bestec im HELMHOLTZ-Zentrum Berlin, eine AJA Anlage International bei HGST (San José, USA) und ein selbstgebautes Sputtersystem von der Technischen Universität Chemnitz. In den Anlagen waren vier bis sieben Magnetrons ringförmig zueinander angeordnet und im Zentrum mit einem gewissen Abstand ein rotationsfähiger Probenhalter befestigt. Die Bestec-Anlage besitzt einen Proben-Quellen Abstand von 56 mm mit einem zugehörigen Kippwinkel von  $11^\circ$ . Für die AJA Anlage hingegen beträgt der Abstand 140 mm mit einem Kippwinkel von  $20^\circ$ . Die Parameter der Chemnitzer Anlage liegen bei einem Abstand von 250 mm und einem zugehörigen Kippwinkel von  $7^\circ$ . Der Kippwinkel der Magnetrons wurde für jede Kammer (abhängig vom Abstand Substrat zu Magnetron und der Anordnung in der Kammer) so optimiert, dass ein gleichmäßiger Materie-Fluss, der auf dem Substrat ankommt, gewährleistet werden kann. Zusätzlich wurde während der Schichtherstellung der Probenteller mit 40 bis 60 Umdrehungen pro Minute rotiert. Hierbei können etwaige Inhomogenitäten durch Abschattungseffekte von montierten Proben verhindert werden. In allen Systemen konnte ein Basisdruck kleiner  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar erreicht werden, was auch auf Terbium zurückzuführen ist. Es reagiert hochreaktiv mit dem Restgas ( $O_2$ ) in der Kammer und trägt unmittelbar zur Verbesserung des Druckes bei. Der Prozessgasdruck konnte in den kommerziellen Kammern mit  $1.5 \cdot 10^{-3}$  mbar für Argon gewählt werden. In der selbstgebauten Kammer konnten die Quellen, abhängig vom gewählten Material, erst zwischen  $3.5 \cdot 10^{-3}$  und  $8.0 \cdot 10^{-3}$  mbar gezündet werden. Der Unterschied rührt daher, dass bei dieser kein direkter Einlass für das Sputtergas an den Magnetrons existierte. Die für Einzelschichten oder Legierungen benötigten Abscheideraten der Einzelelemente konnten über einen Schwingquarz bestimmt werden. Für Kammern in denen der Schwingquarz an die selbe Position wie der Substratteller gebracht werden kann, ist keine Korrektur über den Tooling-Faktor notwendig. Andernfalls muss die durch die unterschiedliche Positionierung des Substrates und des Quarzes ein Korrekturfaktor mit beachtet werden.

Weiterhin ist für die Abscheidung von SE-ÜM-Legierungen zu beachten, dass die Seltenen Erden nicht nur in reiner Form, sondern auch in den hergestellten Verbindungen hoch reaktiv sind und Oxide bilden. Dies ist unter anderem nach Öffnung der Sputter-Kammer zu beachten. Alle zu verwendenden Materialien müssen vor erneuter Benutzung vorgesputtert werden, da sich auf ihnen eine Oxidschicht gebildet hat. Für Tb sind Zeiten von 30 bis 60 Minuten mit einer Rate von  $\Phi = 0.6 \text{ Å/s}$  einzuhalten. Für Übergangsmetalle sind bei der selben Rate 5 Minuten ausreichend. Andernfalls wird der im Target befindliche Sauerstoff in die Schichten mit eingebaut und die magnetischen Eigenschaften werden beeinflusst. Die zur Abscheidung verwendeten Targets wiesen für die Übergangsmetalle und Terbium eine Mindestreinheit von 99.9 % auf.

#### 4.1.2 Bestimmung der Abscheideraten zur Herstellung binärer und ternärer Legierungen

Um eine definierte Zusammensetzung einer binären  $M_xN_{100-x}$  oder ternären  $M_xN_yO_{100-x-y}$  Legierung abzuscheiden, müssen die elementaren Abscheideraten vorab berechnet werden. Zuerst wird der Fall einer binären Legierung bestehend aus den Elementen N und M mit den zugehörigen Anteilen  $x$  und  $100 - x$  in at.% vorgestellt und anschließend auf das ternäre System erweitert. Wird von einem Material in einer gegebenen Zeit  $t$  die Dicke  $d$  deponiert, so kann der Materialfluss über  $\Phi = d/t \left[ \frac{\text{\AA}}{\text{s}} \right]$  definiert werden. Mit der Dichte  $\rho_{N,M} = \frac{m_{N,M}}{Fd}$ , wobei  $F$  die gesputterte Fläche und  $m_{N,M}$  die Masse bezeichnet und der Bildung des Verhältnisses der beiden beteiligten elementaren Flüsse,

$$\frac{\Phi(M)}{\Phi(N)} = \frac{m(M)}{m(N)} \frac{\rho(N)}{\rho(M)}. \quad (4.1)$$

kürzen sich die Flächen heraus. Bei Einbezug des Massenverhältnisses der Komponenten mit der atomaren Masse  $A$

$$\frac{m(M)}{m(N)} = \frac{x}{(100 - x)} \frac{A(M)}{A(N)} \quad (4.2)$$

resultiert die zur Berechnung der Raten eingesetzte Gleichung:

$$\frac{\Phi(M)}{\Phi(N)} = \frac{x}{(100 - x)} \frac{A(M)}{A(N)} \frac{\rho(N)}{\rho(M)}. \quad (4.3)$$

Eine Flussrate  $\Phi(M)$  kann frei gewählt und die zugehörige Rate  $\Phi(N)$  des zweiten Elementes berechnet werden. Bei einem ternären System wird mit der festgelegten Rate  $\Phi(M)$  über die binäre Gleichung, die jeweils fehlende Rate  $\Phi(N)$  und  $\Phi(O)$  bestimmt.

#### 4.1.3 Schnelles thermisches Heizen

Zur Ausheilung verschiedener kristalliner Phasen ist es vermehrt notwendig während oder nach dem Abscheiden einer Schicht diese thermisch zu behandeln. Es ist hierbei die Dauer des Heizprozesses, die Heizrate und die Endtemperatur zu berücksichtigen. Zur Realisierung der geordneten  $L1_0$ -Phase in FePt wird beispielsweise die Methode des schnellen Heizens genutzt, auch bekannt als RTA-Prozess (siehe RTA in Abschnitt 2.2.2). Hierbei sind über Halogen-Blitzlampen (Leistung bis 40 kW), Heizraten bis zu 400 K/s möglich. Abhängig von der optischen Absorptionsfähigkeit eines Materials sind verschiedene Leistungswerte der Lampen zum Erreichen der Endtemperatur erforderlich. Es können maximale Temperatur von 1200 °C erreicht werden. Der Prozess findet im Vakuum statt und eine Kühlung der Probe erfolgt durch Spülung mit Stickstoff, um eine auftretende Oxidation der Schicht zu verhindern. Nach Erreichen der maximalen Temperatur wird diese nur für eine begrenzte Heizdauer gehalten (unterhalb einer Minute). Typischerweise werden ganze 4-Zoll-Wafer über dieses Verfahren geheizt. Bei kleinerer Probengröße dient ein Wafer als Halterung. Es ist besonders auf die optische Absorptionsfähigkeit der verwendeten Materialien zu achten. Wird an Stelle reinen Siliziums ein Wafer mit einer zusätzlichen thermisch oxidierten  $\text{SiO}_2$

Schicht eingesetzt, erfolgt eine unterschiedliche thermische Ankopplung an das aufliegende Probenstück, da  $\text{SiO}_2$  weniger IR-Licht absorbieren kann. [128], [203] Die Bestimmung der Temperatur erfolgt über Thermoelemente in direktem Kontakt zum Wafer oder über ein Strahlungsthermometer (Pyrometer), welches direkt auf den Probenhalter gerichtet ist. Wie bereits erwähnt, werden nach dem Heizprozess die Schichten durch Spülen der Kammer mit Stickstoff gekühlt. Die Abkühlgeschwindigkeit hängt vom gewählten Durchfluss ab, worüber ebenfalls der Ausheilungsprozess der Proben beeinflusst wird.

## 4.2 Methoden zur Bestimmung der strukturellen und chemischen Schichteigenschaften

Da im Rahmen dieser Arbeit binäre und ternäre Legierungen bestehend aus Seltenerd- und Übergangsmetallen hergestellt wurden und der Einfluss der Variation der elementaren Bestandteile auf die strukturellen und magnetischen Eigenschaften im Vordergrund stehen, ist eine genaue Bestimmung der Zusammensetzung erforderlich. Aus diesem Grund wurden alle hergestellten Schichten mittels RUTHERFORD-Rückstreu-spektroskopie analysiert und zusätzlich an ausgewählten Proben Sekundär-Ionen-Massenspektrometrie und auch die Sekundär-Neutralteilchen-Massenspektrometrie durchgeführt. Ein weiterer Vorteil der RBS-Analysen ist die Möglichkeit zur Bestimmung der Schichtdicke. Um die Struktur und Oberflächenbeschaffenheit der Schichten zu analysieren, erfolgten Transmissionselektronen-Mikroskopie-Aufnahmen, Rasterkraft-Mikroskopie-Aufnahmen und Röntgendiffraktometrie-messungen. Grundlegende physikalische Zusammenhänge der Methoden werden im Folgenden kurz vorgestellt und auf weiterführende Literatur verwiesen.

### 4.2.1 SIMS und SNMS

Neben der Schichtherstellung wird das Sputterverfahren auch in verschiedenen Analyseverfahren angewendet. Hierbei ist sowohl die Sekundär-Ionen-Massenspektrometrie als auch die Sekundär-Neutralteilchen-Massenspektrometrie (SIMS und SNMS) zu nennen. [204]–[207] Durch Beschuss der Probenoberfläche mit hochenergetischen und fokussierten Primärionen ( $\text{O}^+$ ,  $\text{Cs}^+$ ,  $\text{Ga}^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ), erfolgt ein Auslösen von Sekundär-Ionen bei SIMS oder Sekundär-Neutralteilchen bei SNMS aus dem bestrahlten Material. Masse und Anzahl der abgelösten Teilchen können über ein Massenspektrometer analysiert werden, wobei die neutralen Teilchen ausschließlich über Nachionisation detektiert werden können. Somit können tiefeaufgelöste Informationen über die Zusammensetzung der beschossenen Schicht gewonnen werden. Ein weiterer Vorzug dieser Messmethode ist die Möglichkeit leichte Elemente nachzuweisen. Die SNMS Messungen wurden durch Dr. G. L. Katona an der Universität von Debrecen (Ungarn) unter der Nutzung von  $\text{Ar}^+$ -Ionen aus einem RF-Ar-Plasma, durchgeführt. Um Aufladungen der Probe zu vermeiden, wurde eine Spannung an die Probe von 350 V angelegt. Die SIMS Messungen erfolgten an der Universität Augsburg durch Prof. Dr. H. Karl unter der Verwendung von  $\text{Cs}^+$ -Ionen.

### 4.2.2 RUTHERFORD-Rückstreuungsspektrometrie

Über elektrostatische Wechselwirkung der Coulomb-Potentiale von hoch-energetischen und leichten Ionen (u.a.  $\alpha$ -Teilchen oder Protonen) mit den Atomkernen eines zu analysierenden Materials, können Aussagen über die chemische Zusammensetzung und Dicke der bestrahlten Schicht erfolgen. [208] Es handelt sich hierbei zwar an sich um eine zerstörungsfreie Analyseverfahren, jedoch kann der Energieeintrag zu lokalen Veränderungen des Systems führen. Mittels der RUTHERFORD-Rückstreuungsspektrometrie (RUTHERFORD Backscattering, RBS) wird über elastische Streuprozesse der Ionen (unter einem großen Streuwinkel von  $\Theta = 180^\circ$ ) deren Energieverlust aufgenommen (Abb. 4.2). Das zugehörige Spektrum zeigt

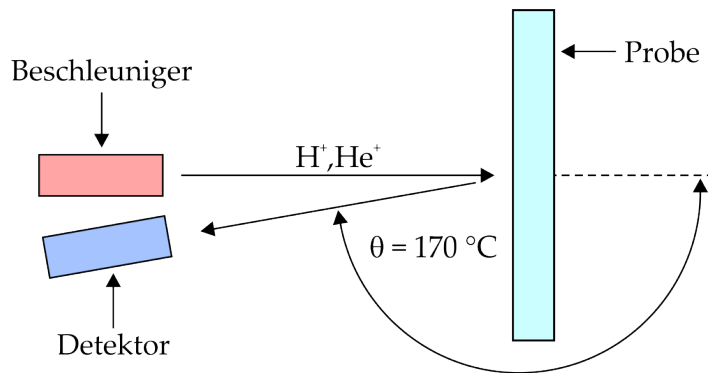


ABBILDUNG 4.2: Schematische Darstellung des funktionellen Aufbaus für die Rückstreuung-Messung.

für die bestrahlte Schicht charakteristische Peaks und Kanten, über diese kann die atomare Flächendichte/Massenzahl bestimmt werden. Bei Betrachtung von Stoßprozessen wird das Verhältnis der Energien der Ionen nach ( $E_S$ ) und vor ( $E_0$ ) dem Stoßprozess über den kinematischen Faktor  $k$

$$\frac{E_S}{E_0} = k^2 \quad (4.4)$$

definiert. Dieser hängt von den am Stoß beteiligten Massen  $M$  des streuenden und  $m$  dem gestreuten Teilchen über folgende Beziehung ab:

$$k^2 = \left( \frac{m \cos \vartheta + \sqrt{(M^2 - m^2 \sin^2 \vartheta)}}{M(m + M)} \right)^2. \quad (4.5)$$

Ein fester Winkel unter dem das Projektil gestreut wird, ist durch  $\vartheta$  gegeben. Beim tieferen Eindringen der Ionen in die Schicht geht zusätzliche Energie durch die elektronische Wechselwirkung mit dem Material verloren und tiefe aufgelöste Informationen sind möglich. Allerdings ist abhängig von der Energie der einfallenden Projektile und dem Energieverlust die Dicke der Filme, die analysiert werden kann, begrenzt. Die Wahrscheinlichkeit für die Rückstreuung eines Ions, dem sogenannten differentiellen Streuquerschnitt, hängt quadratisch proportional mit der Kernladungszahl vom Projektil und streuendem Atom ab. Die Energie des einfallenden Projektils geht mit  $\frac{1}{E_0^2}$  ein. Fest auf einen Raumwinkel bezogen, liefert die Anzahl der Streueignisse für jede Energie quantitative Informationen über die

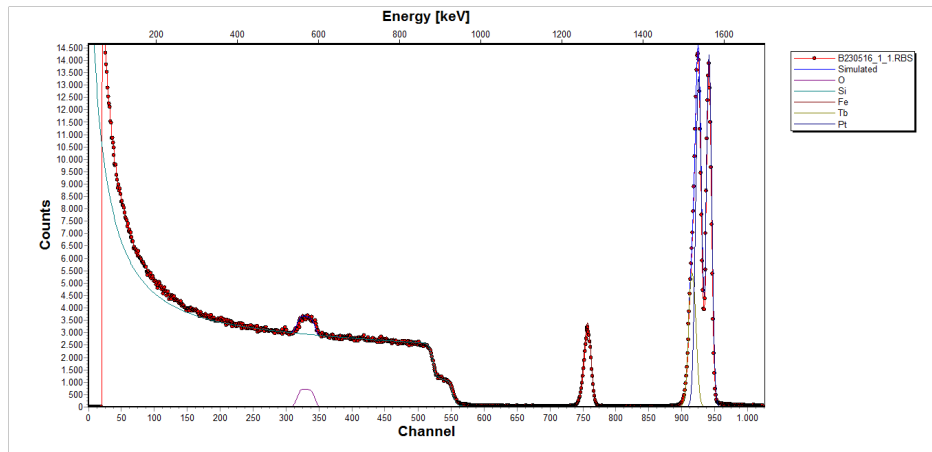


ABBILDUNG 4.3: Rückstreupektrum einer Pt/TbFe/Pt Schicht, die auf SiO<sub>2</sub>/Si(100) abgeschieden wurde. Zur Analyse wurde die Software SIMNRA eingesetzt. Neben dem experimentellen Spektrum ist auch die Simulation gezeigt.

Zusammensetzung der Schicht. In Abb. 4.3 ist exemplarisch ein Spektrum für eine amorphe TbFe-Legierungsschicht gezeigt. Die breite Flanke zu niedrigen Energien spiegelt den Beitrag des Substrates wieder, während die Peaks einzelnen Elementen zugeordnet werden können. Die Auswertung der Spektren erfolgt mit einer computergestützten Simulations-Software (z.B. SIMNRA oder XRump). Zur Analyse, der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse, wurden Heliumkerne (He<sup>++</sup>) mit einer Energie von 1.7 MeV eingesetzt. Der Rückstreuwinkel wurde auf  $\vartheta = 170^\circ$  fest gewählt. Die Messungen erfolgten überwiegend am HELMHOLTZ-Zentrum Dresden-Rossendorf.

### 4.2.3 Röntgendiffraktometrie

Ein Standardverfahren zur Analyse kristalliner Strukturen stellt die Röntgendiffraktometrie (X-Ray Diffraction, XRD) dar. Die unter einem bestimmten Winkel  $\theta$  einfallenden Röntgenstrahlen mit der Wellenlänge  $\lambda$  können so an parallelen Netzebenen mit Abstand  $d$  eines kristallinen Gitters gebeugt werden, dass sie miteinander konstruktiv interferieren. [209] Hierzu ist die BRAGG'sche Gleichung zu erfüllen:

$$n\lambda = 2d \sin(\theta) \quad (4.6)$$

XRD-Messungen der hergestellten Schichtsysteme wurden am Röntgendiffraktometer XRD 7 (Seifert FPM) durchgeführt. Mit einer statischen Cu-Röntgenröhre ausgestattet, wird der Einfallswinkel der Röntgenstrahlen über den Kippwinkel  $\theta$  der Probe zum Detektor eingestellt, da diese um ihre eigenen Achse gedreht werden kann. Der Detektor kann ebenfalls in seiner Position auf einer Kreisbahn verfahren werden mit der Probe im Zentrum. Bei der genutzten  $\theta$ - $2\theta$ -Messung wird der Detektor immer an die Position gefahren, dass ausschließlich die um den Winkel  $2\theta$  gebeugte Strahlung, aufgenommen wird. Als Quelle für die Röntgenstrahlung dient eine Kupferanode. Da lediglich die K $_{\alpha}$ -Strahlung ( $\lambda = 1.54056 \text{ \AA}$ ) zur Analyse genutzt wird, wurde über einen Nickelfilter die auch auftretende Cu-K $_{\beta}$ -Strahlung

absorbiert.

Mit der Aufnahme eines Diffraktogramms wird die Intensität der gebeugten Röntgenstrahlung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel detektiert. Tritt ein Beugungsreflex (Intensitätsspitze) unter einem bestimmten Winkel auf, ist die Berechnung des Netzgitterabstandes möglich. Die zugehörige Ebenenschar wird im reziproken Raum über die MILLER'schen Indizes  $(h, k, l)$  beschrieben. Aus diesem Zusammenhang können die Gitterkonstanten der Einheitszelle bestimmt werden. Für ein kubisches Gitter mit der Gitterkonstante  $a$ , gilt der folgende Zusammenhang:

$$d_{hkl} = \frac{a}{h^2 + k^2 + l^2}. \quad (4.7)$$

Neben den Gitterkonstanten und der Ausrichtung des Kristallgitters kann eine qualitative Aussage über die Mikrostruktur des untersuchten Materials getroffen werden. Die Form der Beugungsreflexe liefert Informationen in Hinsicht auf die kristalline Beschaffenheit des Systems. Je schmaler ein Reflex, umso mehr kristalline Körner mit einer Vorzugsrichtung liegen vor. Beschreibt der aufgenommene Peak eine Deltafunktion handelt es sich um einen Einkristall. Bei Gauß-förmigen Reflexen weist das untersuchte System viele kleine Kristallite mit einer Mosaizität auf. Zusätzlich lassen sich über die SCHERRER-Formel die Größe der Körner berechnen [210]. Werden hingegen keine eindeutigen Reflexe, sondern ausgedehnte Intensitätsberge aufgenommen, ist von einem Röntgen-amorphen System zu sprechen. Um kristalline Strukturen in einem Material nachzuweisen, ist eine Mindestgröße kohärent streuender Kristallkörner erforderlich. Aus diesem Grund müssen weitere Untersuchungsmethoden angewendet werden, die kleinere Objekte im Nanometerbereich auflösen können, wie beispielsweise die Transmissionselektronen-Mikroskopie.

#### 4.2.4 Transmissionselektronen-Mikroskopie

Bei Untersuchungen von Systemen mit einem Transmissionselektronen-Mikroskops (TEM) können Objekte atomar aufgelöst oder deren strukturellen Eigenschaften nachgewiesen werden. Die zu analysierende Schichtdicke kann maximal 100 nm betragen, da das Analyseverfahren auf Durchstrahlung der Probe mit dem Elektronenstrahl basiert.

Zur Analyse der Schichten wurde ein hochauflösendes Transmissionselektronen-Mikroskop (Philips CM20 FEG) zur Verfügung gestellt. Die Elektronen wurden nach Austritt aus der Kathode auf 200 keV beschleunigt, was einer DE BROGLIE-Wellenlänge  $\lambda_{DB}$  von 2.5 pm entspricht, und über ein System an Kondensorlinsen auf die Probenebene fokussiert. Es folgt eine Objektivlinse. Das dadurch entstehende Zwischenbild wird über ein weiteres komplexes Linsensystem (Zwischen-, Beugungs- und Projektivlinse) vergrößert. Das Endbild kann über eine CCD-Kamera aufgenommen werden. Es können neben den Proben-Oberflächen auch Querschnitte einer Probe gezeigt werden. Da die atomare Struktur eines Festkörpers über elastische Streuung wie ein Gitter wirkt, kann auch das Beugungsbild eines Materials, welches in der hinteren Brennebene der Objektivlinse entsteht, aufgenommen werden. Wie stark die Wechselwirkung der Elektronen mit der Probe erfolgt, hängt von der Ordnungszahl der beteiligten Elemente und der atomaren Dichte ab. Es ist noch zu erwähnen, dass alle Aufnahmen im Hellfeld erfolgten und somit die Intensität des Primärstrahls detektiert

wurde. Weiterführende Informationen können in der folgenden Literatur nachgelesen werden. [211]

#### 4.2.5 Oberflächenanalyse - REM und AFM

Neben TEM wurden noch weitere Verfahren zur Oberflächencharakterisierung verwendet. Die Rasterelektronen-Mikroskopie (REM) ist hier zu nennen. Die Bildgebung erfolgt über die von einem bestrahlten Objekt erzeugten Sekundärelektronen (SeEl). Die aus einer Elektronenkatode gelösten und beschleunigten Elektronen werden über ein spezielles Elektronenlinsensystem fokussiert. Unter Abrastern der Oberfläche mit diesem Primärelektronenstrahl können aus dem oberflächennahen Bereich, entsprechend der Austrittsenergie, Sekundärelektronen herausgelöst werden. Über ein Anoden-Gitter werden diese in Richtung des Detektors beschleunigt. Über die entsprechende Energie der SeEl wird die Form des analysierten Objektes abgebildet. In der vorliegenden Arbeit wurde dieses Verfahren beispielsweise zur Darstellung der Oberflächen der FePtCu Schichten nach dem RTA-Prozess eingesetzt. Für die Messungen wurde ein Nova Nano SEM 200 89 der Firma FEI Company eingesetzt.

Zusätzlich wurde die atomare Rasterkraftmikroskopie (atomic force microscope, AFM) eingesetzt. Die Aufnahme der wechselwirkenden atomaren Kräfte einer Probe mit einer Sondenspitze geben Informationen über die Oberflächenbeschaffenheit eines Materials. Typischerweise wechselwirken hierbei die attraktiven kurzreichweitigen VAN-DER-WAALS und KAPILLAR-Kräfte mit der repulsiven Kraft auf Grund des PAULI-Prinzips und der Coulomb-Wechselwirkung. Der vereinfachte Aufbau besteht aus einem Biegebalken, dem sogenannten Cantilever, an dessen Ende der Unterseite sich eine kleine Spitze mit einem Krümmungsradius von 10 bis 20 nm befindet und eine atomare Auflösung ermöglicht. Beim Abfahren einer Oberfläche mit dieser, wird die Auslenkung eines an der Oberseite reflektierten Laserstrahls mit einem 4-Sektoren-Diodendetektor aufgenommen. [212] Abhängig von der gewählten Distanz zwischen Cantilever und Probe wird, während der Messung, zwischen dem Kontakt- und Nicht-Kontakt Modus unterschieden. Die Untersuchungen, der in dieser Arbeit vorgestellten Proben, wurden ausschließlich im Schwingungs-Modus (tapping-mode) durchgeführt. Der Cantilever schwingt während der Messung mit ungefähr seiner Resonanzfrequenz und berührt nur vereinzelt die Probe. Die Anregung der Eigenfrequenz des Cantilevers erfolgt über Piezoelemente. Die Änderung der Frequenz, Amplitude oder Phase geben die Informationen über die zu analysierende Materialoberfläche. Aussagen über die Topografie, mechanischen oder chemischen Eigenschaften können getroffen werden. Unter Nutzung von magnetischen Spitzen können zusätzlich magnetische Informationen, wie die Abbildung von Domänenstrukturen, erhalten werden. Dieses Verfahren ist auch unter dem Begriff der magnetischen Rasterkraftmikroskopie (magnetic force microscopy, MFM) bekannt. [213] Dabei werden die Änderungen der Kraftwirkung auftretender Streufelder des untersuchten Materials über die Wechselwirkung mit der magnetischen Spitze detektiert. Die Untersuchungen erfolgten am Rasterkraftmikroskop Dimension 3000 der Firma Veeco. Für die Auswertung der Daten standen die Softwareprogramme Nanoscope und Gwyddion zur Verfügung.

### 4.3 Messmethoden zur magnetischen Charakterisierung

Die integralen magnetischen Eigenschaften der hergestellten Probensysteme können temperaturabhängig mit Hilfe eines supraleitenden Quanteninterferenz-Magnetometers bestimmt werden. Darüber hinaus wurden auch elementspezifische Messungen zum Ummagnetisierungsverhalten mittels zirkular magnetischen Röntgenschichtdichroismus genutzt. In dem folgenden Abschnitt werden diese beiden Methoden vorgestellt.

#### 4.3.1 DC-Supraleitendes Quanteninterferenz-Magnetometer mit schwingenden Proben

Für die magnetische Charakterisierung von dünnen Schichten wurde ein supraleitendes Quanteninterferenz-Magnetometer (Superconducting Quantum Interference Device, SQUID) verwendet, wobei die Probe während der Messung in Schwingung gebracht wird (engl. Vibrating Sample, VS). [214] Die DC-Messung des magnetischen Signals findet hierbei im SQUID-Sensor statt. Dieser besteht aus einem supraleitenden Ring, der von zwei JOSEPHSON-Kontakten unterbrochen ist (Abb. 4.4). Das Messprinzip basiert auf dem JOSEPHSON-Effekt und der Quantisierung des magnetischen Flusses, welcher in supraleitenden Materialien auftritt. [209] Unter dem JOSEPHSON-Effekt wird der Tunnelstrom  $I$

$$I = I_C \sin(\phi_1 - \phi_2) \quad (4.8)$$

zwischen zwei Supraleitern ( $S_1$  und  $S_2$ ) beschrieben. Dieser hängt von der Phasendifferenz ( $\phi_1 - \phi_2$ ) der Elektronenwellenfunktionen der COOPER-Paare in den jeweiligen supraleitenden Schichten ab. Der Tunnelprozess findet verlustfrei über eine nicht-supraleitende, dünne Schicht statt, solange nicht ein kritischer Wert  $I_C$  erreicht wird ( $I \leq I_C$ ). Andernfalls brechen die COOPER-Paarbindungen auf. Die zu analysierende Schicht wird auf einem Probenhalter montiert, welcher sich in einer Spulenordnung zur Erzeugung eines externen Magnetfeldes befindet. Durch die oszillierende Bewegung des Probenhalters (mit magnetischer Probe) wird eine Spannung induziert. Das resultierende Magnetfeld  $B_{\text{ext}}$  wird hierbei an den Sensor weitergeleitet. Der im supraleitenden Ring eingeschlossene Fluss kann dabei nur ein Vielfaches des quantenmechanischen Flussquants  $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$  betragen. [215] Für den Fall, dass der durch die magnetische Probe hervorgerufene Fluss  $\Phi_{\text{ext}} \neq n\Phi_0$  ist, wird zur Kompensation ein Strom  $J$  in den Ring induziert, welcher der Differenz  $\Phi_{\text{ext}} - n\Phi_0 = LJ$  entspricht.  $L$  bezeichnet dabei die Induktivität des Rings und hängt von Material und Form ab. Durch den zusätzlich induzierten Abschirmstrom, wird der kritische Wert  $I_C$  überschritten. Die an den Kontakten nun abfallende Spannung hängt nur mit dem magnetischen Moment der Schicht ab und kann somit bestimmt werden.

Abhängig vom Einbau der Proben auf dem Halter, sind die Feldlinien der extern anlegbaren Magnetfelder parallel oder senkrecht zur Filmebene orientiert. Man unterscheidet zwischen der in-plane (Untersuchung der Magnetisierung in der Filmebene) und out-of-plane (senkrecht zur Filmebene)-Messgeometrie. Es können maximale Magnetfelder von  $\pm 70$  kOe



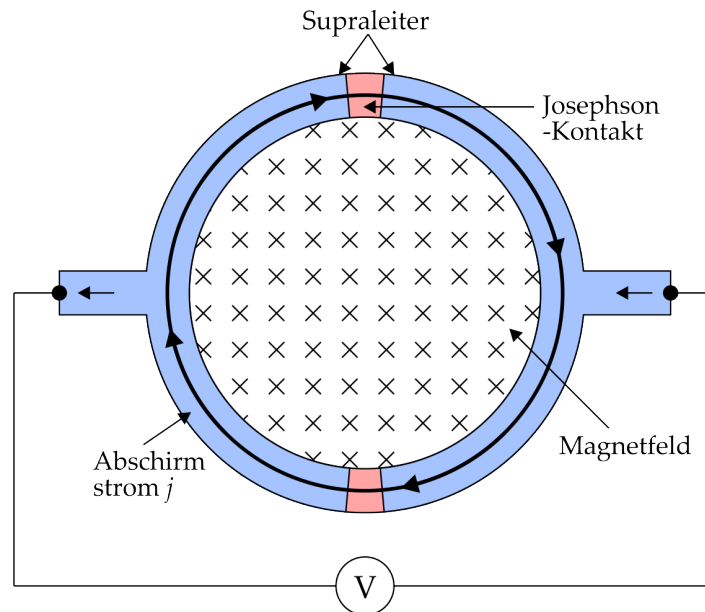


ABBILDUNG 4.4: Funktionsweise und Aufbau eines DC-SQUID-Sensors.

genutzt werden. In der out-of-plane Geometrie können Proben im Temperaturbereich zwischen 1.8–400 K untersucht werden. Für in-plane Systeme stehen zusätzlich heizbare Halter bis 1000 K zur Verfügung. Zur Charakterisierung der hergestellten Schichten erfolgten zwei Standard-Messverfahren:

- Messung der Magnetisierung mit Variation des externen Feldes ( $M(H)$ ): Die bei Raumtemperatur mit +70 kOe gesättigten Probe wird unter dem angelegten Feld auf die gewünschte Temperatur gebracht und anschließend die Hysteresen so aufgenommen, dass im positiven maximalen Feld gestartet und geendet wird.
- Messung der remanenten Magnetisierung als Funktion der Temperatur ( $M(T)$ ): Eine Probe wird bei Raumtemperatur mit +70 kOe gesättigt und auf 4 K im externen Feld gekühlt. Anschließend wird bei schrittweise ansteigender Temperatur die remanente Magnetisierung (im Nullfeld) aufgenommen. Da für einige magnetische Systeme bereits die Restmagnetisierung der Spulen zu einer Verfälschung der experimentellen Ergebnisse führen kann, ist es teilweise erforderlich den sogenannten „Magnet Reset“ durchzuführen. Durch ein kurzzeitiges Aufheizen der Spulen sind diese nicht mehr supraleitend und die Restmagnetisierung verschwindet.

Es ist zu beachten, dass bei Analysen zusätzlich paramagnetische und diamagnetische Hintergrundsignale auftreten. Verursacht werden diese durch den Probenhalter sowie durch die verwendeten Substrate. Diese Beiträge können jedoch über eine lineare Regression korrigiert werden. Zusätzlich weisen die mit dem SQUID aufgenommenen Rohdaten einen weiteren weichmagnetischen Anteil nahe des Nullfeldes, wie es in Abb.4.5 beispielhaft für  $\text{Tb}_{24}\text{Fe}_{76}$ -Schicht bei 300 K zu erkennen ist, auf. Bei Leermessungen des Halters, ohne eine magnetische Probe, konnte dieser Anteil ebenfalls nachgewiesen werden. In XMCD- und

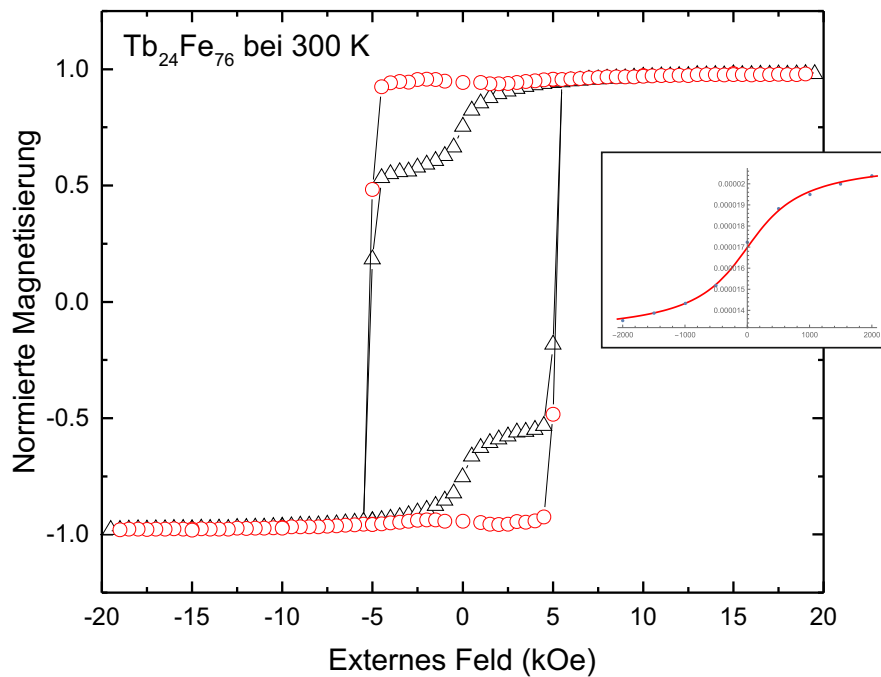


ABBILDUNG 4.5: SQUID- $M(H)$  vor und nach Abzug des weichmagnetischen Anteils  $\text{Tb}_{24}\text{Fe}_{76}$ -Schicht. Zusätzlich ist der Verlauf der Fit-Funktion gezeigt.

polaren magneto-optische Kerrmessungen trat diese weiche Phase nicht auf, was abschließend den Halter als Ursache belegt. Eine Korrektur kann über den Abzug einer Fit-Funktion (Arkustangens), wie es in dem Einschub in Abb. 4.5 gezeigt, vorgenommen werden.

### 4.3.2 Zirkularer magnetischer Röntgendichroismus

Ein Verfahren welches vielfach Einsatz in der Analyse magnetischer Systeme findet, um elementspezifische Aussagen treffen zu können, ist die Messmethode des zirkularen magnetischen Röntgendichroismus (X-ray Magnetic Circular Dichroism, XMCD). [216]

Wird ein Material der Dicke  $d$ , welches einen materialspezifischen Absorptionskoeffizienten  $\mu$  besitzt von Röntgenlicht mit der Intensität  $I_0$  durchstrahlt, so wird ein Teil des Lichtes, entsprechend

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (4.9)$$

absorbiert. Die Absorption des Lichtes ist mit dem optischen Übergang der angeregten Elektronen von einem niedrigeren in ein höheres Energieniveau verbunden. Damit ein Übergang erfolgen kann, müssen die folgenden Dipolauswahlregeln erfüllt sein,

$$\begin{aligned} \Delta l &= \pm 1, \\ \Delta m_l &= 0, \pm 1 \\ \Delta s &= 0. \end{aligned} \quad (4.10)$$

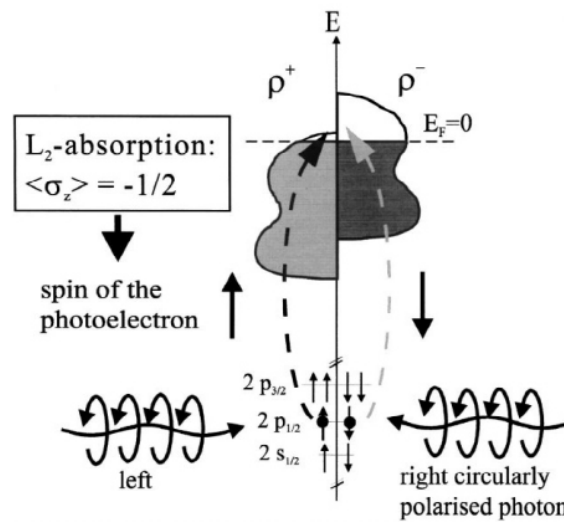


ABBILDUNG 4.6: Schematische Darstellung der Anregung der 2p-Elektronen in die unbesetzten 3d-Zustände unter Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht unterschiedlicher Helizität. Die Wahrscheinlichkeit auftretender Übergänge hängt von der Ausrichtung der Probenmagnetisierung  $M$  und der Polarisation des Lichtes ab. [217]

wobei die Spinausrichtung immer erhalten bleibt. In magnetischen Systemen wird ein unterschiedliches Absorptionsverhalten ( $\mu^+/\mu^-$ ) in Abhängigkeit von der Helizität (rechts-/linkspolarisiert) des zirkular polarisierten Lichtes festgestellt. Verursacht wird dieses Verhalten durch die ungleiche Besetzungsdichte der Zustände an der FERMI-Energie, abhängig von der Spinausrichtung. Zusätzlich wird den zirkular polarisierten Photonen (rechts oder links) ein positiver oder negativer Bahndrehimpuls ( $+\hbar$  oder  $-\hbar$ ) zugeordnet. Die Absorption von Photonen wird für ein bestrahltes Material maximal, wenn die Röntgenenergie exakt dem Betrag für den Übergang der Elektronen aus einem besetzten in ein höher liegendes unbesetztes Energieniveau entspricht. Da dieser Übergang materialspezifisch ist, können über Variation der Röntgenenergie die unterschiedlichen Elemente in einem System gezielt angeregt werden.

Das Absorptionsverhalten von einem ferromagnetischen 3d-Übergangsmetall ist in Abb. 4.6 vorgestellt. Bei diesen erfolgt die Absorption der Photonen durch die Elektronen des 2p-Orbitals. Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung zeigen diese eine Energie-Aufspaltung der  $L_{2,3}$ -Kante in die  $2p_{3/2}$  und  $2p_{1/2}$  Zustände. Die zugehörigen Elektronen werden durch Absorption eines Photons in die nicht besetzten 3d-Zustände angehoben. [218] Für Seltenerd-Elemente hingegen findet ein  $3d \rightarrow 4f$ -Dipolübergang statt ( $M_{4,5}$ -Kante). [219]–[222] Abhängig von der gewählten Helizität (rechts- oder linkspolarisiert) des Lichtes und der Orientierung der Spinmomente („Spin-up“ oder „Spin-down“) treten die jeweiligen Übergänge mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit auf. Unter Einsatz von rechts polarisiertem Licht wird in Tabelle 4.1 ersichtlich, dass vorwiegend Übergänge mit „Spin-up“-Orientierung

auftreten (62.5%). Werden hingegen die nur aus dem  $2p_{1/2}$ -Zustand angehobenen Elektronen in Betracht gezogen, so werden bevorzugt (75%) der „Spin-down“-Zustände angeregt. Aus den vorgestellten Abhängigkeiten des Absorptionsverhaltens von Spinausrichtung

TABELLE 4.1: Auftretende Dipolübergänge bei Absorption von rechts zirkular polarisiertem Licht von  $2p_{3/2}$ -3d Zustände. [217]

Anregung von $2p_{3/2}$ -Zuständen	$ 1 \uparrow\rangle$	$ 1 \downarrow\rangle$	$ 0 \uparrow\rangle$	$ 0 \downarrow\rangle$	$ -1 \uparrow\rangle$	$ -1 \downarrow\rangle$
Anregung in 3d-Zustände	$ 2 \uparrow\rangle$	$ 2 \downarrow\rangle$	$ 1 \uparrow\rangle$	$ 1 \downarrow\rangle$	$ 0 \uparrow\rangle$	$ 0 \downarrow\rangle$
Anteil [%]	45	15	15	15	2.5	7.5

und Photonen-Helizität, resultieren die Differenzen in den zugehörigen Absorptionsspektren (XMCD-Signal). Diese Spektren können an elementsspezifischen Energiekanten aufgenommen werden. Aus den Differenz-Spektren (sogenannte XMCD-Spektren) können unter Anwendung der Summenregeln elementsspezifische Informationen zu Spinmoment und Bahnmoment des untersuchten Materials erhalten werden. [218], [223], [224] Zusätzlich ist die Aufnahme elementsspezifischer magnetischer Hysteresen möglich. Bei fester Helizität wird die Magnetisierung entlang eines Feldes ausgerichtet und die zugehörige Änderung der Absorption in Abhängigkeit des äußeren Feldes aufgenommen.

Derartige Experimente werden überwiegend an Großforschungszentren mit Elektronen-Speicherringen unter Nutzung von Synchrotron-Strahlung durchgeführt. Diese zeichnet sich durch eine hohe Brillanz, konstante Intensität und der Möglichkeit zur Auswahl zwischen linear oder zirkular polarisiertem Licht aus. Neben den ferrimagnetischen Einzelschichtsystemen wurden auch gekoppelte Systeme am Speicherring BESSY II, Helmholtz-Zentrum Berlin (HZB) an der Endstation PM3 mit der Prozesskammer ALICE untersucht. [225] Zusätzlich wurde eine weitere Endstation mit dem Namen VEKMAG genutzt. Elementsspezifische Untersuchungen erfolgten an der Fe  $L_3$ -Kante (706.8 eV), Co  $L_3$ -Kante (778.1 eV) und Tb  $M_5$ -Kante (1241.1 eV). Bedingt durch den Aufbau der Prozess-Kammer ALICE konnten nur Proben in Transmission gemessen werden. Dazu mussten die Schichtsysteme auf 200  $\mu\text{m}$  dünnen  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -Membrane abgeschieden werden. Der Probenhalter wird so zwischen Röntgenstrahl und Detektor positioniert, dass ein senkrechter Einfall der Strahlung auf die Probenoberfläche erfolgt. In der gewählten Messgeometrie trägt nur die senkrecht zur Filmebene orientierte Komponente der Magnetisierung zum XMCD-Signal bei. Eine optionale Variation des Einfallswinkels führt zu einer richtungsabhängigen Messung. In der Prozesskammer ALICE konnte in einem Temperaturbereich zwischen 10 – 400 K und mit einem maximal angelegten Feld von  $\pm 7$  kOe gearbeitet werden. Im Gegensatz dazu stand an der VEKMAG ein externes Feld von  $\pm 80$  kOe zur Verfügung.

## Kapitel 5

# Amorphe TbFe-, TbCo und TbCoFe-Dünnschichtlegierungen

### 5.1 Magnetische und strukturelle Eigenschaften von binären TbFe- und TbCo-Legierungsschichten

Amorphe Legierungen aus schweren Seltenerd- und 3d-Übergangsmetallen stellen bei der Herstellung von reproduzierbaren Schichten mit identischen physikalischen Eigenschaften eine besondere Herausforderung dar. In diesem Kapitel werden neben den temperaturabhängigen magnetischen Eigenschaften die Abhängigkeiten der Variation der Zusammensetzung in binären TbFe(Co)- und ternären TbCoFe-Legierungen diskutiert. Neben den hauptsächlich verwendeten flachen Substraten werden zusätzlich Schichtsysteme auf gekrümmten Partikel-Oberflächen untersucht. Daher ist es zu bemerken, dass nur Schichten, die im Rahmen einer Serie hergestellt wurden, direkt miteinander verglichen wurden. Dies liegt an der hohen Sensitivität der magnetischen Eigenschaften der Legierungen auf Änderungen in der Zusammensetzung, Schichtdicke oder bedingt durch abweichende Prozessparameter bei der Schichtherstellung begründet. Bei der Herstellung von ternären Legierungen wurden die Co- und Fe-Raten weitestgehend konstant gehalten und vorwiegend über die Tb-Rate die jeweilige Zusammensetzung realisiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neben den binären  $\text{Tb}_x\text{Fe}_{100-x}$ -Legierungen zusätzlich auch binäre  $\text{Tb}_x\text{Co}_{100-x}$ -Legierungen mit unterschiedlichen Tb-Anteil (TbFe-Serie:  $x_{\text{Tb}} = 14 - 36 \text{ at.}\%$  und TbCo-Serie:  $x_{\text{Tb}} = 12 - 34 \text{ at.}\%$ ) abgeschieden. Eine Erweiterung auf das ternäre TbCoFe-System mit  $x_{\text{Tb}} = 18, 22 \text{ und } 26 \text{ at.}\%$  erfolgte. Die Schichtdicken betrugen für alle Legierungen konstant  $d = 20 \text{ nm}$ , um eine bessere Vergleichbarkeit zu gewährleisten. Es wurden temperaturabhängig die magnetischen sowie die strukturellen Eigenschaften analysiert. Für das ternäre System wurden zwei verschiedene Darstellungen der Zusammensetzungen verwendet. Im ersten Fall  $-\text{Tb}_x(\text{Co}_y\text{Fe}_{100-y})_{100-x}-$  wird dem Seltenerd-Anteil  $x_{\text{Tb}}$  der restliche 3d-Übergangsmetall-Anteil  $(100-x)_{\text{ÜM}}$  gegenübergestellt. Während der Tb-Gehalt konstant gehalten wird, wurde das Verhältnis von Fe und Co (Variation des Co-Gehalts  $y_{\text{Co}} = 20, 40, 60, 80, 100 \text{ at.}\%$ ) variiert. Im zweiten Fall wird der prozentuale atomare Anteil eines jeden Elements in der Legierung  $\text{Tb}_x\text{Co}_y\text{Fe}_{100-x-y}$  angegeben. Beispielsweise ergeben sich für eine Legierung mit  $x_{\text{Tb}} = 18 \text{ at.}\%$  und einem Verhältnis von Co:Fe von 1:4 die folgenden beiden Darstellungsformen:  $\text{Tb}_{18}(\text{Co}_{20}\text{Fe}_{80})_{82}$  und  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{16}\text{Fe}_{66}$ . Zusätzlich ist zu

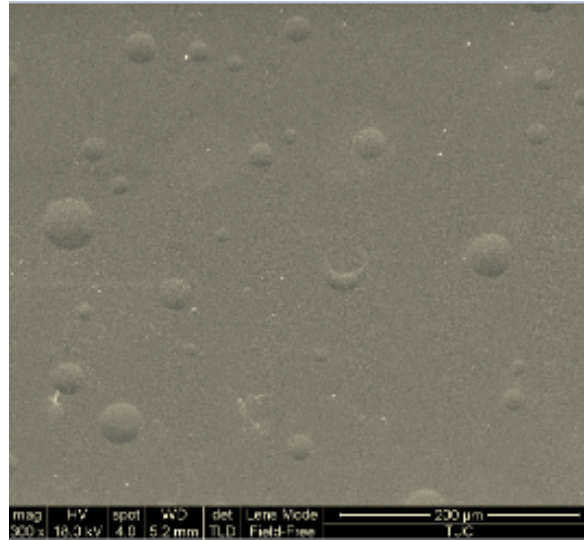


ABBILDUNG 5.1: REM-Aufnahme einer TbFe-Schicht, welche Blasen zeigt.

erwähnen, dass in einigen Graphen die Messpunkte durch gestrichelte Hilfslinien verbunden sind. Diese werden genutzt, um auftretende Tendenzen zu verdeutlichen.

Alle Schichten wurden auf p-dotierten Silizium-Substraten ( $d = 0.5 \mu\text{m}$ ) mit einer (100)-Orientierung und einer 100 nm dicken amorphen, thermisch oxidierten  $\text{SiO}_2$ -Schicht abgeschieden. Zusätzlich kamen Glassubstrate zum Einsatz. Diese wurden im Rahmen von optischen Untersuchungen zur laserinduzierten Ummagnetisierung (All-Optical Switching, AOS) eingesetzt. Ausgewählte Schichtsysteme wurden zusätzlich für XMCD-Messungen auf  $\text{Si}_3\text{N}_4$  Substrate (Abmaße:  $5 \times 5 \text{ mm}$ ,  $d = 200 \mu\text{m}$ ) mit einem zentrierten Membran-Fenster (Abmaße:  $1.5 \times 1.5 \text{ mm}$ ,  $d = 50 \text{ nm}$ ) hergestellt. In einer weiteren Studie wurden unterschiedliche TbFe-Legierungen auf geordnete Silika-Partikel mit unterschiedlichen Durchmessern ( $\varnothing = 4.7 \mu\text{m}$ , 900, 330, 160, 100 nm) abgeschieden (siehe Abschnitt 5.4). Für die vorgestellten Serien lag der Argon-Druck während des Sputterprozesses bei  $p_{\text{Ar}} = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$ . Die abgeschiedenen Schichten sind vor Oxidation, ausgehend vom Substrat und der Raumluft, zu schützen. Eine Herausforderung stellt hierbei die Wahl des zu verwendeten Materials dar. Es muss sich um ein nicht-reaktives Material handeln, welches die charakteristischen Eigenschaften der hergestellten Legierung nicht beeinflusst und zusätzlich eine glatte, geschlossene Oberfläche bildet, um ein ideales Aufwachsen der Schichten zu gewährleisten. In den ersten Versuchen wurde Tantal gewählt. Jedoch konnte durch TEM-Messungen im Rahmen der Arbeit von H. Schletter gezeigt werden, dass Diffusionsprozesse der Ta-Schutzschicht in die binären TbFe-Legierungen stattfinden und folglich dieses Material ungeeignet ist. [226] Im nächsten Schritt wurde Pt eingesetzt und für alle weiteren in der Arbeit vorgestellten Schichtsysteme als Deck- und Aufwachsschicht mit einer Dicke von jeweils  $d = 5 \text{ nm}$  gewählt. Allerdings konnte an vereinzelt Schichten nach einigen Monaten die Ausbildung von Blasen, wie in Abb. 5.1 gezeigt, beobachtet werden. Deren Ursache konnte jedoch nicht abschließend geklärt werden. Der Großteil der analysierten Schichtsysteme zeigten allerdings noch nach Jahren identische magnetische Eigenschaften. Ein weiterer wichtiger Aspekt, der an den TbFe-Legierungen untersucht wurde, ist der Einfluss der Schichtdicke,

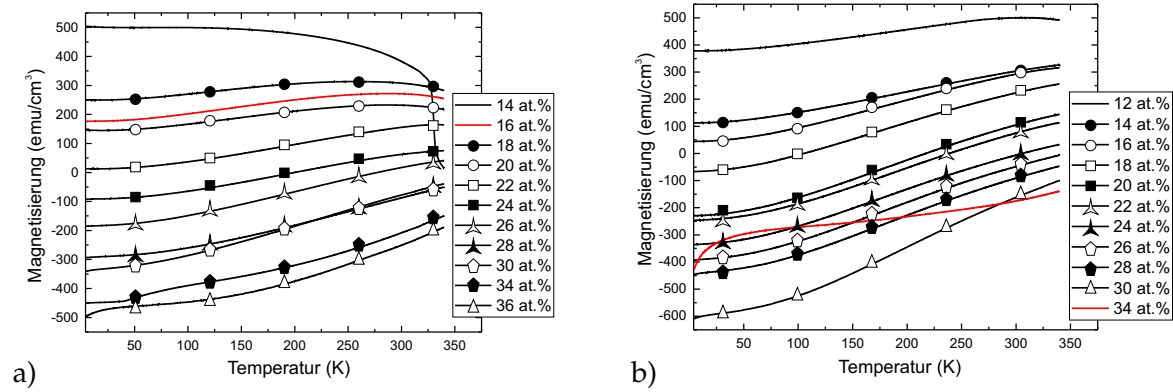


ABBILDUNG 5.2:  $M(T)$ -Kurven von 20 nm dicken (a) TbFe- und (b) TbCo-Schichten in Abhängigkeit der Zusammensetzung. Die rot markierten Kurven stellen Legierungen dar, die ein abweichendes Verhalten zeigen.

die zwischen  $d = 5 - 86$  nm variiert wurde. Die Resultate werden in Abschnitt 5.3 vorgestellt.

Folgend werden die Ergebnisse der magnetischen Untersuchungen für die binären TbFe- und TbCo-Legierungen vorgestellt und miteinander verglichen. Die Analysen zu den integralen magnetischen Eigenschaften erfolgten mittels SQUID-VSM Magnetometrie bei verschiedenen Temperaturen. Abhängig von der gewählten Messgeometrie wurden verschiedene Halter eingesetzt. Messungen in out-of-plane Geometrie erfolgten in Strohhalmen, um dass diamagnetische Hintergrundsignal auf ein Minimum zu reduzieren. Für in-plane Messungen wurden hingegen Quarz-Halter eingesetzt. Zwar wurden die magnetischen Eigenschaften von binären TbFe-Legierungen bereits ausführlich im Rahmen der Dissertation von Christian Schubert diskutiert [17], [26], um jedoch eine bessere Vergleichbarkeit der magnetischen Eigenschaften von binären TbFe-, TbCo- sowie TbCoFe-Systemen zu erlangen, wurden alle drei Systeme erneut hergestellt.

Die Darstellung der Ergebnisse erfolgt unter Angabe der realen Zusammensetzung. Bei den vorgestellten TbFe- und TbCo-Serien wurden diese über RBS ermittelt. Es ist zu beachten, dass hierbei eine Ungenauigkeit von  $\pm 1$  at.% anzunehmen ist. Für die TbFe-Serie stimmen die ermittelten Schichtdicken im Rahmen der Fehlergrenzen für alle Zusammensetzungen mit den erwarteten  $d = 20 \pm 1$  nm überein. Bei den TbCo-Schichten hingegen liegen die Dicken mit  $d = 18 \pm 1$  nm leicht unterhalb des nominellen Wertes.

In Abbildung 5.2 sind die out-of-plane  $M(T)$ -Kurven der binären (a) TbFe- und (b) TbCo-Legierungsschichten aufgeführt. Die beiden Serien zeigen in dem gewählten Zusammensetzungsbereich eine uniaxiale, senkrecht zur Filmebene orientierte Anisotropieachse. Bei der in Abbildung 5.2 speziell gewählten Darstellungsform entsprechen betragsmäßig negative Werte der Dominanz der Tb-Untergittermagnetisierung, während positive Magnetisierungswerte die Dominanz der Übergangsmetallmagnetisierung repräsentieren. Es erfolgt eine Unterteilung in Abhängigkeit des Terbium-Anteils in drei verschiedene Fälle. Entweder ist über den kompletten Temperaturbereich ausschließlich eine Untergittermagnetisierung dominierend (positiv: ÜM, negativ: Tb) oder es erfolgt ein Wechsel in der Dominanz der Untergittermagnetisierungen, welche durch einen Kompensationspunkt  $T_{\text{Komp}}$  gekennzeichnet ist.  $T_{\text{Komp}}$  ist in Abb. 5.3 für die Serien der TbFe- und TbCo-Legierungen in

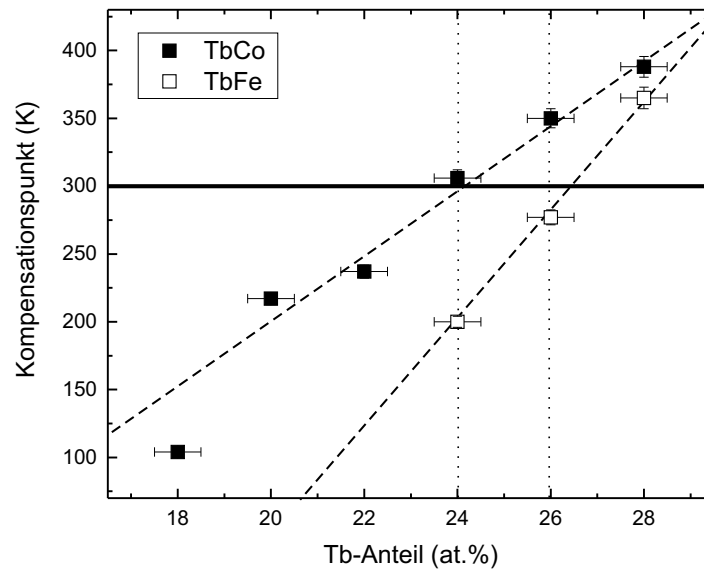


ABBILDUNG 5.3: Darstellung der zusammensetzungsabhängigen Kompensationspunkte der binären Legierungen TbFe und TbCo. Gekennzeichnet ist der Tb-Anteil für eine Kompensation bei Raumtemperatur.

Abhängigkeit des Tb-Anteil dargestellt. Ein annähernd linearer Verlauf ist für beide Serien zu verzeichnen. Je steiler der Anstieg, umso sensibler reagiert das magnetische System auf Variationen in der Zusammensetzung. Fe weist ein höheres magnetisches Moment im Vergleich zu Co auf, folglich wirken sich minimale Veränderungen in der Zusammensetzung stärker aus. Ein charakteristisches Merkmal für binäre Legierungen stellt die Zusammensetzung dar, bei der bei Raumtemperatur der Kompensationspunkt liegt. In der untersuchten TbFe-Serie liegt dieser bei etwa 26 at.% Tb und damit etwas oberhalb von den in der Literatur beschriebenen Werten ( $\sim 21 - 23$  at.%). [17], [26] Für die TbCo-Serie liegt der Raumtemperaturkompensationspunkt bei etwa 24 at.% Tb und somit 3 at.% über dem erwarteten Wert. [227] Die auftretenden Unterschiede in den magnetischen Eigenschaften liegen hauptsächlich an den unterschiedlichen Wachstumsbedingungen beim Sputterprozess. Weiterhin ist nicht auszuschließen, dass die verwendeten Tb-Targets einen bestimmten Anteil an Sauerstoff beinhalten und folglich ein Teil des abgeschiedenen Tb magnetisch inaktiv wird.

In Abb. 5.2 ist die systematische Abnahme der remanenten Magnetisierung mit zunehmendem Tb-Anteil für beide Serien zu erkennen. Ausschließlich  $\text{Tb}_{16}\text{Fe}_{84}$  und  $\text{Tb}_{34}\text{Co}_{66}$  weichen hierbei von diesem Verhalten ab. Im Fall von  $\text{Tb}_{16}\text{Fe}_{84}$  liegt die Ursache in einer abweichenden Zusammensetzung. Bei  $\text{Tb}_{34}\text{Co}_{66}$  kippt hingegen die Anisotropieachse durch den hohen Tb-Anteil in die Filmebene. Ein Nachweis erfolgt durch die aufgenommenen in-plane Hysteresekurven, die nicht gezeigt werden.

Zusätzlich wurden Hysteresen in den zwei Messgeometrien für alle Proben bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Gemessen in der out-of-plane Geometrie weisen sie eine rechteckige Form auf. Hierbei findet man ein Verhältnis von Sättigungs- zu Remanenzmagnetisierung  $\frac{M_R}{M_S} = 1$ , wie es in Abbildung 5.8 zu sehen ist. Im Gegensatz dazu weist das Magnetisierungsverhalten in der Schichtebene das erwartete Verhalten einer



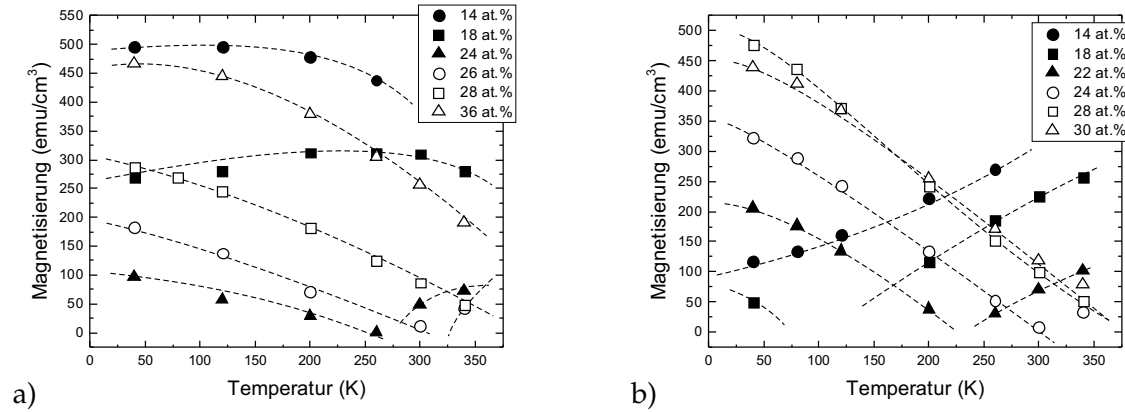


ABBILDUNG 5.4: Remanente Magnetisierung in Abhängigkeit der Temperatur von (a) TbFe- und (b) TbCo-Legierungsschichten. Diese wurden aus den  $M(H)$ -Hysteresen extrahiert.

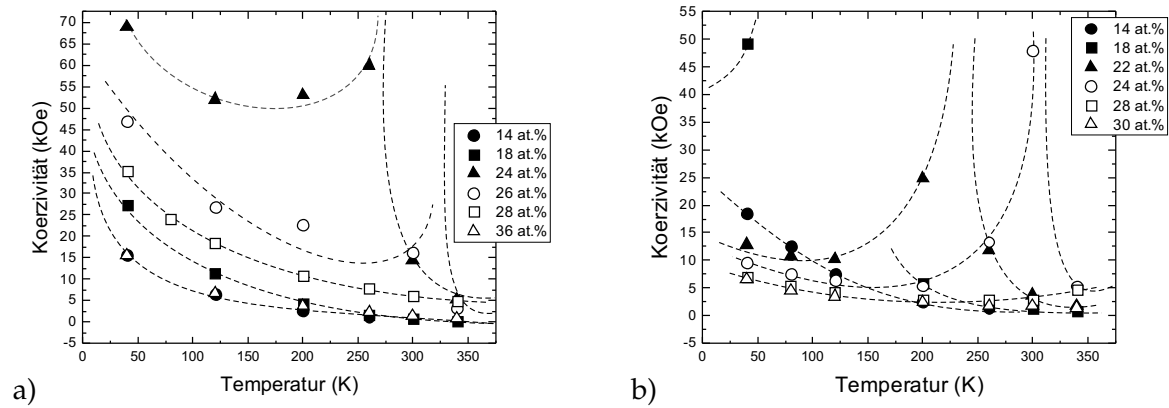


ABBILDUNG 5.5: Koerzitivität in Abhängigkeit der Temperatur von (a) TbFe- und (b) TbCo-Legierungsschichten. Diese wurden aus den  $M(H)$ -Hysteresen extrahiert.

Hysterese mit hartmagnetischer Achse auf (Abb. 5.6). Aus den out-of-plane und in-plane Hysteresen wurden die Werte für die Remanenzmagnetisierung  $M_R$ , Koerzitivität  $H_C$  und das Anisotropiefeld  $H_A$  extrahiert. Die Ergebnisse sind für beide TbFe- und TbCo-Serien in den Abbildungen 5.4, 5.5 und 5.7 zusammengefasst. Der Übersichtlichkeit halber wurden die Fehlerbalken nicht mit eingefügt. Die Fehlergrenzen für die Temperaturangabe können vernachlässigt werden. Der Fehler für die Magnetisierung resultiert hauptsächlich aus der Bestimmung der Probengröße. Für alle Probenstückchen erfolgt diese über ein Lichtmikroskop durch Vermessung der Kantenlängen und wird auf 10 % abgeschätzt. Die extrahierten  $M_R$ -Werte stimmen weitestgehend mit den ermittelten Daten der remanenten  $M(T)$ -Kurven überein. Wie zu erwarten, nimmt die Magnetisierung zum Kompensationspunkt hin ab und die Koerzitivität steigt stark an (Abb. 5.4 und 5.5). Folglich können keine Hysteresen bei Temperaturen nahe  $T_{\text{Komp}}$  aufgenommen werden. Zusätzlich steigt  $H_C$  hin zu tiefen Temperaturen an. TbCo-Schichten weisen durchgehend niedrigere Koerzitivitäten im Vergleich zu TbFe-Legierungen auf. Woher dieser Zusammenhang kommt, konnte noch nicht abschließend geklärt werden. Magnetisierungs- und Anisotropie-Werte weisen keine großen Unterschiede

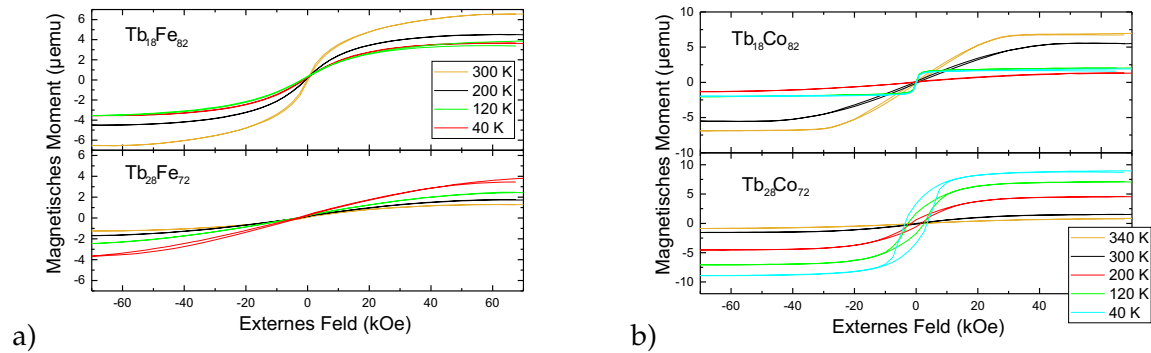


ABBILDUNG 5.6: Temperaturabhängige in-plane Hysterese von (a)  $\text{Tb}_{18}\text{Fe}_{82}$  sowie  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}$  und (b)  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{82}$  sowie  $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$ -Legierungsschichten.

auf, so dass diese nicht als Ursache gesehen werden können.

In Abb. 5.6 sind exemplarisch die in-plane Hysteresekurven für jeweils eine Tb- und ÜM-dominante Legierung der beiden Serien vorgestellt. Die Hysterese ist bei niedrigen Tb-Anteilen vorwiegend geschlossen und zeigt den typischen Verlauf der Magnetisierung entlang der harten Achse eines uniaxialen Systems. Eine leichte Öffnung der Hysterese bei höheren Temperaturen von TbCo wird deutlich. Mit steigendem Tb-Anteil und zu tieferen Temperaturen hin, erfolgt in beiden Serien eine Öffnung der Hysterese. Eine stärkere Ausprägung des Verhaltens ist bei TbCo zu beobachten, wobei dies kein Indiz dafür ist, dass die Orientierung der Magnetisierung sich verändert. Die zugehörigen out-of-plane Hysterese zeigen weiterhin den rechteckigen Verlauf auf mit einem sehr scharfen Schaltprozess. Es ist davon auszugehen, dass es sich um einen thermisch aktivierten Prozess handelt, der die Verbreiterung der Hysterese in der in-plane Geometrie verursacht. Das Anisotropiefeld  $H_A$ , welches über den Sättigungspunkt der Magnetisierung entlang der harten Achse definiert ist, kann aus den in-plane Hysterese entnommen werden. Hin zu tiefen Temperaturen übersteigt dieses bei einigen Proben ein maximal erreichbare externe Feld von 70 kOe. In diesen Fällen wird zur Berechnung der uniaxialen magnetischen Anisotropie über

$$K_U = \frac{M_S \cdot H_A}{2} + 2 \cdot \pi \cdot M_S^2 \quad (5.1)$$

das maximale Feld von  $H_A = 70$  kOe angenommen und es resultiert folglich nur eine untere Abschätzung für  $K_U$ . Aus der Abb. 5.7 ist zu erkennen, dass die Magnetisierung der ausschlaggebende Faktor für die Berechnung der Anisotropie darstellt. Für Systeme mit einer hohen remanenten Magnetisierung korreliert folglich die Anisotropie. Im Folgenden soll der Unterschied im Schaltverhalten der Schichten in Abhängigkeit von der Temperatur und des betrachteten binären Systems diskutiert werden.

In Abbildung 5.8 ist zu sehen, dass TbCo-Schichten bei unterschiedlichen Temperaturen und für einen weiten Zusammensetzungsbereich ein scharfes Schaltverhalten der out-of-plane Hysterese aufweisen. In diesem Fall propagiert nach der Nukleation einer Domäne, die Domänenwand ungehindert durch das Material. TbFe-Legierungen zeigen ein ähnliches Verhalten, jedoch treten hin zu tiefen Temperaturen partiell Verbreiterungen in

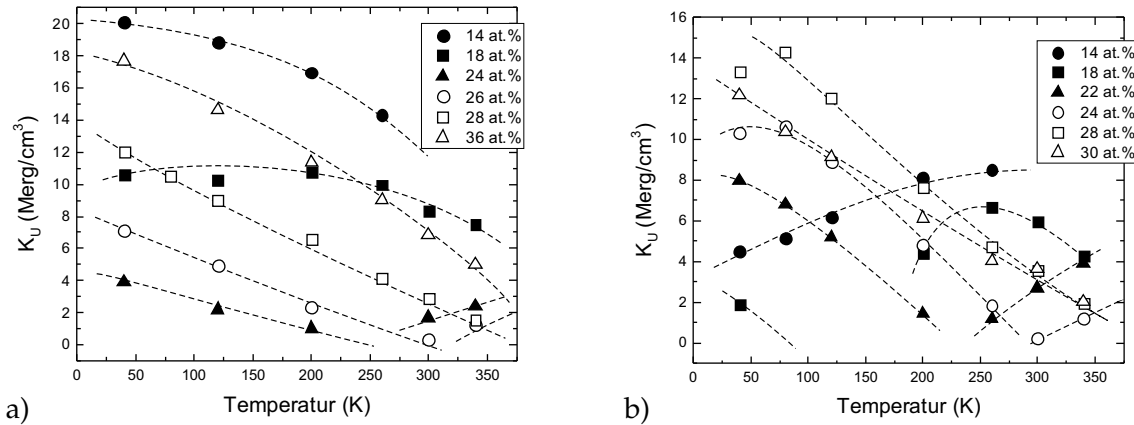


ABBILDUNG 5.7: Temperaturabhängigkeit der uniaxialen magnetischen Anisotropie von (a) TbFe- und (b) TbCo-Legierungsschichten.

der Schaltfeldverteilung auf. Die Ausbildung von sogenannten „Bubble“-Domänen wurde hierfür als Ursache diskutiert. [26] Würde es sich bei der breiten Schaltfeldverteilung

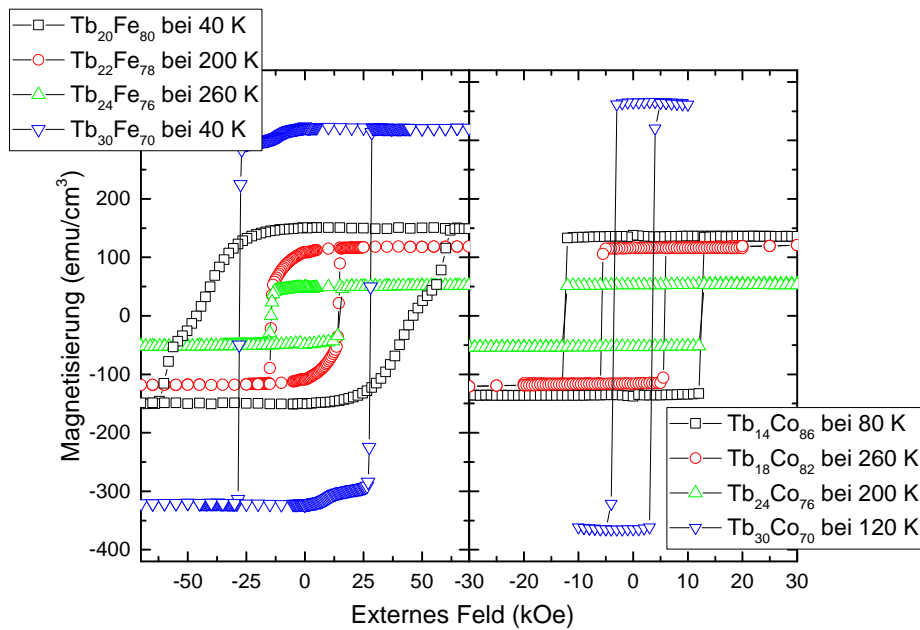


ABBILDUNG 5.8: Out-of-plane Hysteresekurven von TbFe- und TbCo-Legierungen unterschiedlicher Zusammensetzung und bei verschiedenen Temperaturen.

um die Vergrößerung der „Bubble“-Domänen mit einem zunehmenden externen Feld handeln, würde dieser Prozess reversibel verlaufen. Jedoch konnte über Teilhysteresemessungen für TbFe-Legierungsschichten gezeigt werden, dass es sich bei dem Schaltprozess um einen irreversiblen Prozess handelt. [26] Eine weitere Ursache kann in einer lokal variierenden Zusammensetzung der amorphen SE-ÜM-Legierungen gesehen werden. [101] In TbFe-Legierung wirken sich, anders als bei TbCo, kleinste Variationen in der Zusammensetzung erheblich auf die Größe des Koerzitivfeldes aus. Liegt das lokale Nukleationsfeld

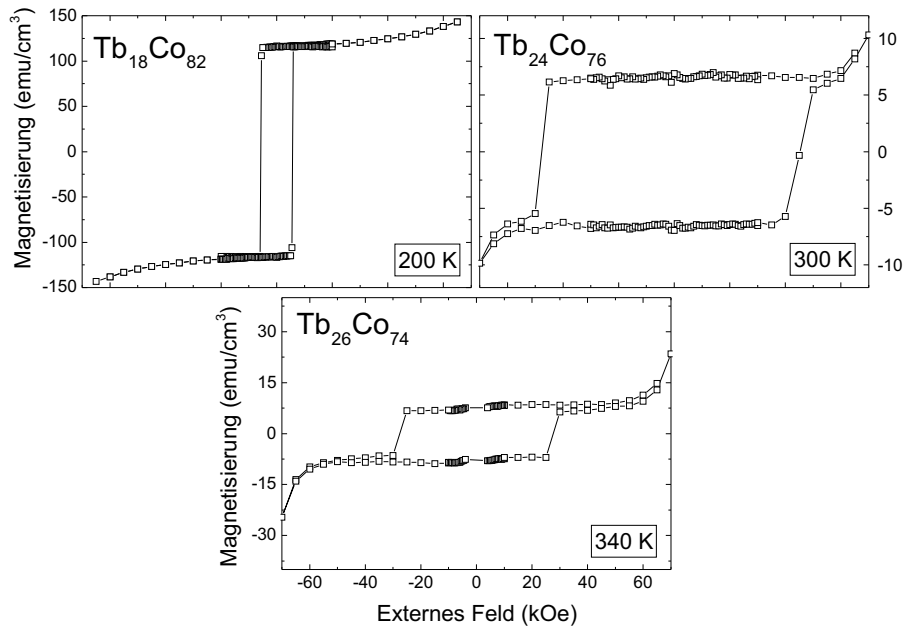


ABBILDUNG 5.9: Out-of-plane Hysteresen aus der TbCo-Serie, die ein anomales Ansteigen der Magnetisierung zu höheren Feldern zeigen.

unterhalb des Propagations- bzw. Nukleationsfeldes für die mittlere Zusammensetzung, resultiert eine graduell abfallende Magnetisierungskurve. Dies erfolgt so lange bis die Energie ausreicht und Domänenwände können vollständig durch die Schicht propagieren. In TbCo-Legierungen liegen die Koerzitivitäten vorwiegend unterhalb von 25 kOe und betragsmäßig nah beieinander (Vergleich Abbildung 5.5). Folglich wirken sich lokale Variationen in der Zusammensetzung nur geringfügig auf die Schaltfelder aus. Zusätzlich ist die zur Ausbildung von Nukleationszentren benötigte Energie zu berücksichtigen. Nukleationsprozesse führen zu Domänenwänden, die Energie kosten. Im Fall von Bloch-Wänden beträgt diese  $E = 4\sqrt{AK}$ . Für Tb<sub>20</sub>Fe<sub>80</sub> bei  $T = 40$  K beträgt  $K_U = 12 \frac{\text{Merg}}{\text{cm}^3}$  und für Tb<sub>30</sub>Co<sub>70</sub> bei  $T = 120$  K ist  $K_U = 9 \frac{\text{Merg}}{\text{cm}^3}$  (Vergleich Abb. 5.7). Somit sind die Anisotropiewerte nahezu vergleichbar. Jedoch weisen Co-Momente, gegenüber Fe, eine deutlich höhere Austauschenergie auf und demzufolge eine höhere Austauschsteifigkeit  $A$ . [28] Die Co-basierte Legierung hat somit einen höheren Energiebedarf für die Ausbildung von Domänenwänden. Folglich entstehen weniger Nukleationszentren. Ist jedoch erst eine Domäne nukleiert, führt die hohe Austauschkopplung in Co-basierte Systemen, durch die leichtere Domänenwandpropagation, zu einem schärferen Schaltverhalten. Neben den unterschiedlichen Schaltverhalten bei tieferen Temperaturen kann zusätzlich bei bestimmten Zusammensetzungen ein anomales Ansteigen der Magnetisierung bei hohen externen Feldern beobachtet werden. Ausschließlich die drei in Abb. 5.9 gezeigten Proben aus der TbCo-Serie zeigen diesen reversiblen Anstieg der Magnetisierung und dies auch nur bei Temperaturen oberhalb des Kompensationspunktes. Die Ursache liegt in der sperimagnetischen Natur der amorphen Legierung. Jedoch wird ausschließlich der Öffnungswinkel des Tb-Fächers über das externe Feld variiert, da Co eine kollineare Ausrichtung der Momente aufweist. Für die binären TbFe-Legierungen hingegen weisen die aufgenommenen Hysteresen in einem breiteren Zusammensetzungsbereich  $x_{\text{Tb}}$

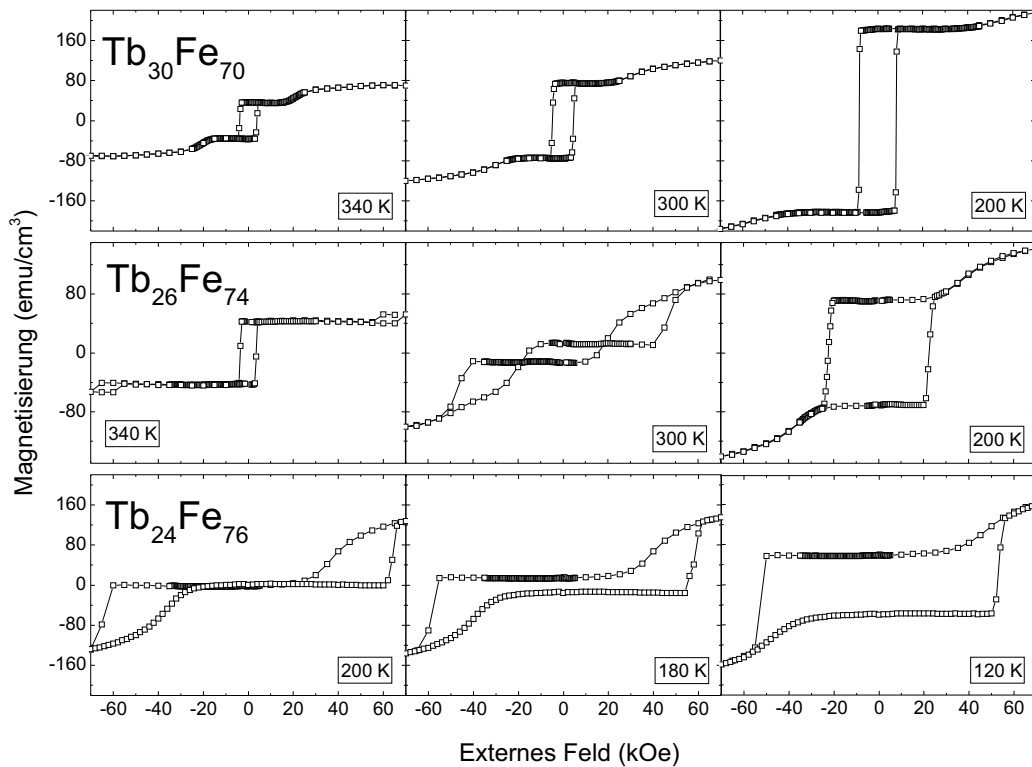


ABBILDUNG 5.10: Temperatur- und Zusammensetzungsabhängigkeit der anomalen  $M(H)$ -Hysteresen von TbFe-Legierungsschichten.

= 24, 26, 28, 30 at.% und bei verschiedenen Temperaturen das anormale Ansteigen der Magnetisierung bei hohen externen Feldern auf (Abb. 5.10). Jedoch muss ein gewisser Mindestanteil ( $x_{\text{Tb}} > 22$  at.%) an Tb in den Legierungen vorhanden sein. Für  $\text{Tb}_{30}\text{Fe}_{70}$  liegen die Mess-Temperaturen unterhalb des Kompensationspunktes ( $T_{\text{Komp}} > 400$  K). Das notwendige externe Feld zum Einsetzen des reversiblen Prozesses hängt von der Anisotropie-Energie und der Austausch-Energie der Momente untereinander ab und liegt oberhalb des Schaltfeldes der Legierung. Sinkt die Temperatur und steigt damit  $K_{\text{U}}$ , so erfolgt eine Erhöhung des Einsatzfeldes der reversiblen Magnetisierungszunahme. Überlagert sich hingegen dieser Prozess mit der Umrückorientierung der resultierenden Magnetisierung, so entstehen Hysteresen, wie es für die Hysteresen von  $\text{Tb}_{24}\text{Fe}_{76}$  und bei  $T = 300$  K für  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$  in Abb. 5.10 zu beobachten ist.

Um weitere Details des Ummagnetisierungsprozesses zu erhalten, wurden elementspezifische XMCD-Hysteresen von einer weiteren  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$ -Schicht mit  $T_{\text{Komp}} = 320$  K aufgenommen. Die Messungen wurden an der Fe-Kante und Tb-Kante bei unterschiedlichen Temperaturen aufgenommen. Es ist zu beachten, dass nur parallel zum einfallenden Röntgenstrahl orientierten Momente zum XMCD-Signal beitragen. Im Grundzustand zeigen beide magnetischen Untergitter die maximale Absorption. Bei Temperaturen unterhalb des Kompensationspunktes ist Tb das dominierende Moment und liegt ausgerichtet zum externen Feld. Wie in Abb. 5.11 gezeigt, steigt bei Reduktion des Feldes die Absorption auf beiden Seiten an. Die Fe-Untergittermagnetisierung relaxiert wieder in den Grundzustand

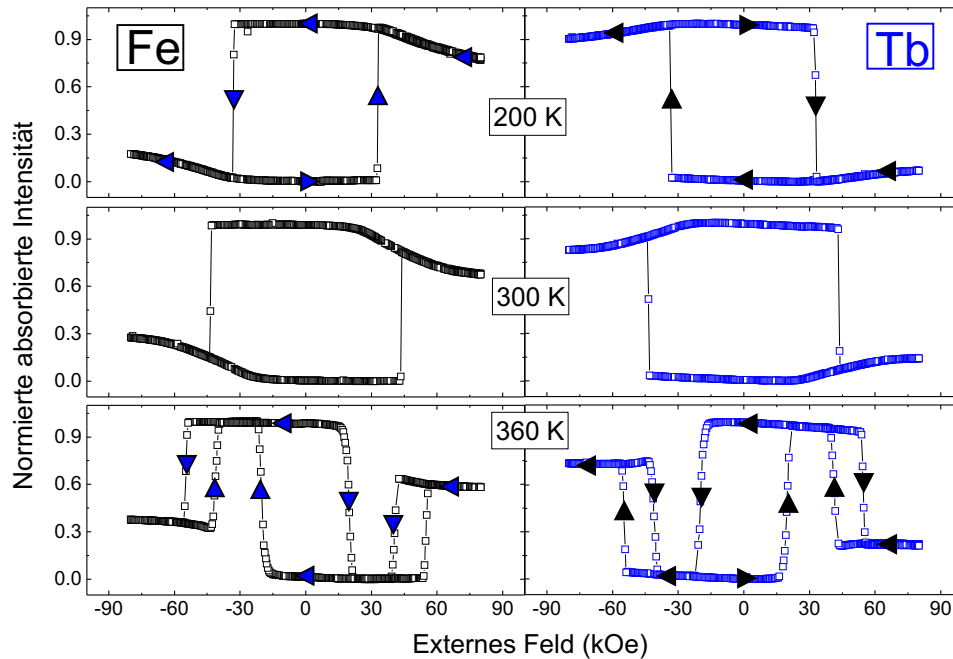


ABBILDUNG 5.11: XMCD-Hysteresekurven einer  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$ -Legierungsschicht bei verschiedenen Temperaturen gemessen an der Fe-Kante (schwarz) und Tb-Kante (blau). Zusätzlich ist der Richtungsverlauf der Hysteresemessung mit Pfeilen gekennzeichnet.

und der Öffnungswinkel verkleinert sich. Für Tb wurde eine Zunahme des Öffnungswinkels erwartet, da die Zeeman-Energie, die entlang des resultierenden Tb-Momentes wirkt, abnimmt. Jedoch zeigt sich aus den erhaltenen Daten, dass Tb ebenfalls eine Verkleinerung des Öffnungswinkels aufweist. Dieses Verhalten kann nur darüber erklärt werden, dass die Kopplung von Tb an die Fe-Momente so stark ausgeprägt ist, dass die Zeeman-Energie gegenüber der Kopplung eine untergeordnete Rolle spielt. Zusätzlich ist im Absorptionsverhalten der Fe-Untergittermagnetisierung, eine größere Differenz zwischen Grundzustand und maximaler Sättigung zu verzeichnen. Folglich weist das Fe-Netzwerk eine stärkere Änderung der Auffächerung gegenüber dem Tb-Untergitter auf. Erklärt werden kann dieser Unterschied damit, dass die Zeeman-Energie im Tb-Untergitter der Kopplung bedingten Auffächerung verzögernd entgegen wirkt. Somit kann auch das resultierende ansteigende Moment zu höheren Feldern in den SQUID-Hysteresen erklärt werden. Dem senkrechten Anteil des Tb-Fächers wirkt immer weniger vom senkrechten Anteil des Fe-Untergitters entgegen, bei Erhöhung des externen Feldes.

An dieser Stelle sollte erwähnt werden, dass die gezeigten SQUID- und XMCD-Daten für  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$  nicht vollständig übereinstimmen. Ursache hierfür ist, dass die Schichten in zwei verschiedenen Anlagen und auf unterschiedlichen Substraten hergestellt wurden. In Schichtaufbau und Zusammensetzung sind diese jedoch identisch und weichen nur geringfügig in den aufgenommenen temperaturabhängigen Hysteresen voneinander ab. Zusätzlich ist bei den XMCD-Messungen für die angegebene Temperatur mit einem  $T = +10\text{ K}$

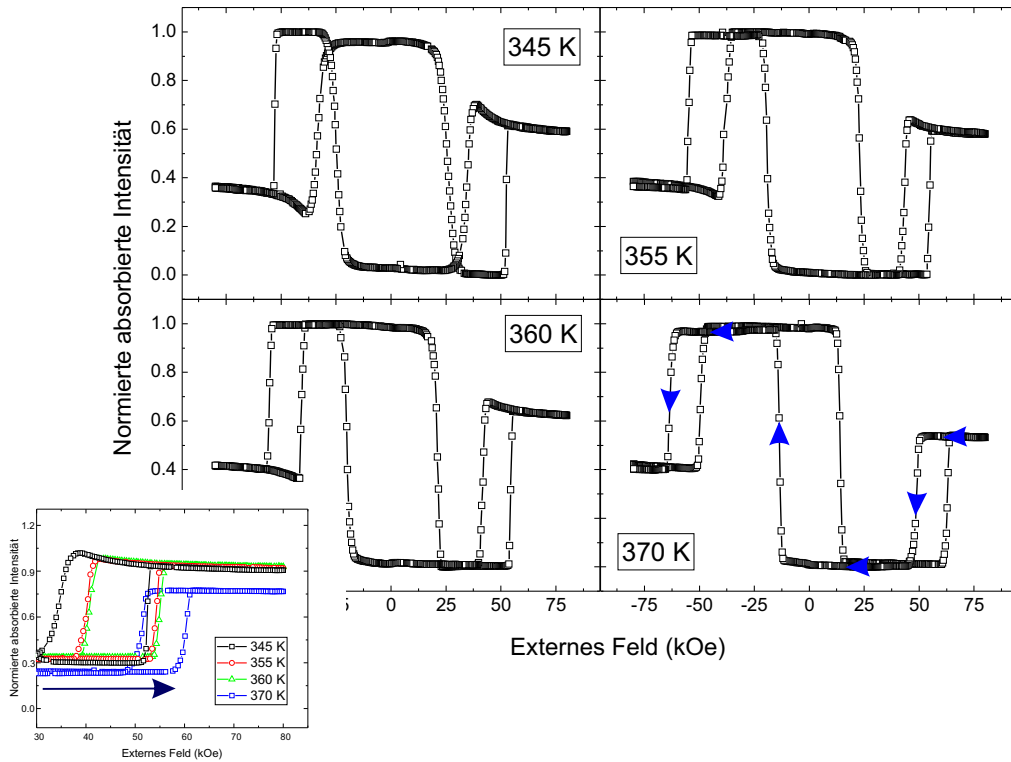


ABBILDUNG 5.12: Temperaturabhängige XMCD-Hysteresen einer Tb<sub>26</sub>Fe<sub>74</sub>-Legierungsschicht aufgenommen oberhalb des Kompensationspunktes an der Fe-Kante. Der Verlauf der Magnetisierung ist exemplarisch bei  $T = 370$  K mit blauen Richtungspfeilen gekennzeichnet. Als Einschub werden zusätzlich die Satelliten-Hysteresen im positiven Feldbereich gezeigt, um deren Verschiebung zu hohen Temperaturen zu verdeutlichen.

Offset zu rechnen. Neben den unterschiedlichen Substraten, die ein unterschiedliches optisches Absorptionsverhalten aufweisen, spielt die Anordnung der Sensoren für die Temperaturregelung eine Rolle. Diese sind nicht auf der Probenoberfläche angebracht, sondern in der näheren Umgebung montiert. Es folgen somit Unterschiede bei der Temperaturankopplung in Abhängigkeit vom gewählten Substrat.

TbFe-Legierungen können noch ein weiteres charakteristisches Verhalten zeigen, wie für Tb<sub>26</sub>Fe<sub>74</sub> bei  $T = 340$  K in Abb. 5.10 beobachtet wird. Hier treten zusätzliche Hysteresen, sogenannte Satelliten-Hysteresen, bei hohen externen Feldern auf. Die Ursache für dieses Verhalten wird in der Literatur über zwei Modelle, dem Zweischicht- und in dem Spin-Flop-Modell beschrieben (Abschnitt 2.1.5). Sie können ausschließlich bei Temperaturen oberhalb des Kompensationspunktes beobachtet werden und schieben mit ansteigender Temperatur zu höheren Feldern, wie es in Abb. 5.12 mit den zugehörigen XMCD-Messungen an der Fe-Kante einer Tb<sub>26</sub>Fe<sub>74</sub>-Schicht gezeigt ist. Da mit zunehmender Temperatur eine Abnahme in der Anisotropie-Energie und die Austauschkopplung als konstant angenommen wird, kann ein Spin-Flop-Mechanismus als Ursache ausgeschlossen werden. Dieser sollte ansonsten zu einer Verschiebung zu kleineren Feldern bei Temperaturerhöhung führen. Die Theorie des

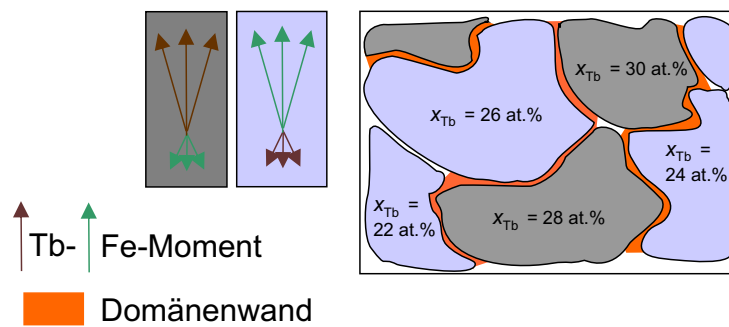


ABBILDUNG 5.13: Illustration der lokalen Variation in der Zusammensetzung in einer  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$ -Legierung. Beim Anlegen eines externen Feldes kommt es zur Ausbildung eines Multidomänenzustandes mit Domänenwänden.

Zweischicht-Modells, basierend auf dem von Kobayashi *et al.* beschriebenen Schaltverhaltens zweier gekoppelter ferrimagnetischer Schichten, wird im Folgenden diskutiert. [228] Amorphe TbFe-Legierungsschichten weisen, wie bereits erwähnt, lokale Unterschiede in der Zusammensetzung auf (siehe Kapitel 2.1.5). Bei einer nominellen Zusammensetzung von  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$  ist davon auszugehen, dass Variationen von  $\text{Tb}_{22}\text{Fe}_{78}$  bis  $\text{Tb}_{30}\text{Fe}_{70}$  vorliegen. [101] Im Übergangsbereich von  $x_{\text{Tb}} = 24$  bis  $28$  at. % zeigen TbFe-Legierungen eine besonders hohe Sensitivität und große Unterschiede in den magnetischen Eigenschaften um  $T = 300$  K. Die Legierungen besitzen einen Kompensationspunkt und abhängig von der Temperatur sind diese Tb- oder Fe-dominant. Eine Erklärung für das bei  $T = 340$  K beobachtete Verhalten von  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$  in Abb. 5.10 folgt: Bereiche mit  $x_{\text{Tb}} < 28$  at. % sind Fe- und für  $x_{\text{Tb}} \geq 28$  at. % Tb-dominant. Zusätzlich sind diese Bereiche magnetisch austauschgekoppelt. Beim Anlegen eines externen Feldes richten sich die dominanten Untergitter nach dessen Richtung aus und ein energetisch „ungünstiger“ Zustand mit der Ausbildung von Domänenwänden liegt vor (siehe Abb. 5.13). Es wird angenommen, dass die lokale Variation der Zusammensetzung lateral sowie in der Schichttiefe verteilt auftritt. Die Untergitter der 3d-ÜM- und Tb-dominanten Bereiche sind antiparallel zueinander ausgerichtet. Bei Reduzierung des externen Feldes übersteigt an einem Punkt die Austausch-Energie an der Grenzfläche die wirkende Zeeman-Energie. Der Bereich mit der geringeren Anisotropie (typ. Tb-dominant) dreht seine Magnetisierung und der Grundzustand wird erreicht. Basierend auf dieser Annahme kann auch das Verschieben der Satelliten-Hysteresen zu höheren externen Feldern, mit Zunahme der Temperatur, erklärt werden. Steigt  $T$ , so liegen anteilig immer weniger Tb-dominante Bereiche in der Legierung vor. Diese zeigen zusätzlich eine höhere Konzentration an Tb und geringere  $K_{\text{U}}$  und  $M_{\text{S}}$ -Werte. Folglich wird aus der Sättigung kommend der energetisch „günstige“ Zustand, der parallelen Ausrichtung gleicher magnetischer Untergitter, bei höheren externen Feldern erreicht, da die Kopplungsstärke größer gegenüber der wirkenden Zeeman-Energie ist. Das der vorgestellte Effekt vorwiegend in TbFe-Legierungen auftritt und nicht in TbCo, kann mit der geringeren Steifigkeit und Austauschenergien der



magnetischen Momente untereinander erklärt werden. Die dazugehörige Domänenwandenergie fällt folglich geringer aus. Die Annahme, von nebeneinander existierenden Domänenbereiche bei hohen externen Magnetfeldern, könnte über MFM-Messungen experimentell nachgewiesen werden.

### 5.1.1 Analyse der strukturellen Eigenschaften

Um nachzuweisen, dass die hergestellten TbFe(Co)-Schichten in dem analysierten Zusammensetzungsbereich amorph vorliegen, wurden XRD- $(\theta-2\theta)$ -Messungen für ausgewählte Zusammensetzungen durchgeführt. Zusätzlich wurden TEM-Untersuchungen an ausgewählten Schichten durchgeführt, um nanokristalline Strukturen auszuschließen. In Abb. 5.14 sind die Röntgen-Diffraktogramme ausgewählter TbFe- und TbCo-Legierungsschichten, sowie die TEM-Aufnahme einer Tb<sub>26</sub>Fe<sub>74</sub>-Schicht gezeigt. Bei XRD-Messungen können ausschließlich die Beugungsreflexe der kristallinen Platinkörner bei  $\theta = 39.8^\circ$  mit einer (111)-Orientierung detektiert werden. Über die TEM-Querschnittsbilder zeigen deutlich die drei verschiedenen Lagen des Schichtsystems. Für die TbFe-Schicht ist nur ein einheitlich grauer Kontrast zu sehen, welcher einer amorphen Struktur zugeordnet werden kann. Durch die höhere Ordnungszahl von Platin werden die Elektronen stärker an diesen gestreut und die abzubildende Schicht erscheint dunkler. Zusätzlich weisen diese Schichten kristalline Strukturen auf, wobei beispielhaft eine in Abb. 5.14 (b) mit einem roten Kasten umrahmt ist. Die periodisch auftretenden Streifen werden durch Interferenzeffekte des einfallenden Primärstrahls mit den an Gitterebenen gestreuten Wellen hervorgerufen. Die angenommenen Schichtdicken von  $d = 5$  nm für Pt und  $d = 20$  nm für TbFe können bestätigt werden. Allerdings ist eine Diffusion an den Grenzflächen nicht auszuschließen. Solche Vermischungen sind bei dem verwendeten Herstellungsverfahren des Sputterns durch den hohen Energieeintrag und Re-Sputtereffekte nicht zu vermeiden. Bei TbCo-Legierung tritt neben dem Pt-Reflex zusätzlich bei  $2\theta = 33^\circ$  der „verbotene“ Si(200)-Reflex auf. Für perfekt geordnete Si-Einkristalle ist dieser Substrat-Reflex nicht zu sehen. Tritt er auf, liegen Kristallfehler im Si (001) vor. [229] Zusätzliche Aufnahmen von TEM-Beugungsbildern weiterer Schichten, die in diesem Abschnitt nicht vorgestellt werden, zeigen ebenfalls keine kristallinen Strukturen.

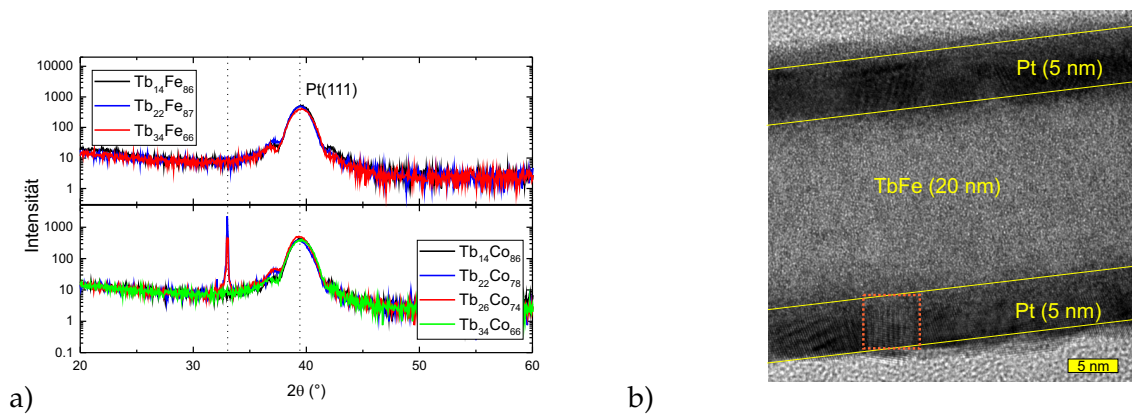


ABBILDUNG 5.14: (a) zeigt  $(\theta-2\theta)$ -Röntgen-Diffraktogramme für verschiedene Zusammensetzungen der TbFe- und TbCo-Legierungsschichten. Auftretende Reflexe von Pt(111) und dem „verbotenem“ Si(200)-Reflex sind markiert. Zusätzlich ist in (b) ein TEM-Querschnittsbild einer  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$ -Schicht gezeigt. Die kristallinen Körner der Pt-Schicht sind zusätzlich farblich markiert.

## 5.2 Magnetische Eigenschaften ternärer TbCoFe-Schichten

Im Folgenden werden die magnetischen Eigenschaften von 20 nm dicken ternären TbCoFe-Legierungsschichten vorgestellt. Die strukturellen Eigenschaften wurden ebenfalls mittels TEM- und XRD-Messungen durchgeführt, wurden aber im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgestellt. Es konnte für alle hergestellten Schichtsysteme eine amorphe Struktur nachgewiesen werden. Die temperaturabhängigen Werte für die remanente Magnetisierung, Koerzitivität sowie die mittels Gleichung 5.1 berechneten Antisotropiewerte wurden aus den  $M(H)$ -Hysteresen (in-plane und out-of-plane Geometrie) extrahiert. Für drei verschiedene Tb-Gehalte,  $x_{\text{Tb}} = 18, 22$  und  $26 \text{ at.}\%$ , wurde das Verhältnis von Fe und Co variiert. Die realen Zusammensetzungen wurden mittels RBS-Messungen bestimmt und in der folgenden Form  $\text{Tb}_x\text{Co}_y\text{Fe}_{100-x-y}$  ausgedrückt. Binäre TbFe-Legierungen wurden nicht in der Serie mit hergestellt. Die Ergebnisse für die ternären Legierungen mit  $x_{\text{Tb}} = 18 \text{ at.}\%$  sind in Abb. 5.15 gezeigt.  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{82}$  weist als einzige Legierung der Serie eine in der Schichtebene liegende Anisotropieachse auf. Folglich kann sie nicht mit den anderen Ergebnissen verglichen werden und ist nicht in der Darstellung 5.15 eingefügt. Für alle Zusammensetzungen ist die Magnetisierung über den kompletten Temperaturbereich von dem 3d-Untergitter dominiert.  $M_R$  sinkt zu tiefen Temperaturen durch das proportional stärker ansteigende Tb-Moment. Aus der Grafik ist zu erkennen, dass bei Variation des Verhältnisses von Fe und Co mit zunehmendem Co-Anteil die resultierende Magnetisierung absinkt. Co weist im Gegensatz zu Fe ein kleineres Moment auf ( $\mu_{\text{Co}} = 1.67 \mu_B$  und  $\mu_{\text{Fe}} = 2.14 \mu_B$ ). Folglich wird das resultierende Moment des 3d-Untergitters kleiner je mehr Co der Legierung zugefügt wird. Da keine Kompensationspunkte zu verzeichnen sind, ist ausschließlich eine Zunahme der Koerzitivität hin zu tiefen Temperaturen zu erwarten. Weiterhin ist zu erkennen, dass mit zunehmendem Fe-Anteil im System die magnetische Anisotropie stetig ansteigt. Hierbei ist wieder darauf zu verweisen, dass diese Werte maßgeblich über die Magnetisierung bestimmt werden.

In Abb. 5.16 sind die magnetischen Eigenschaften der Legierungsschichten mit einem

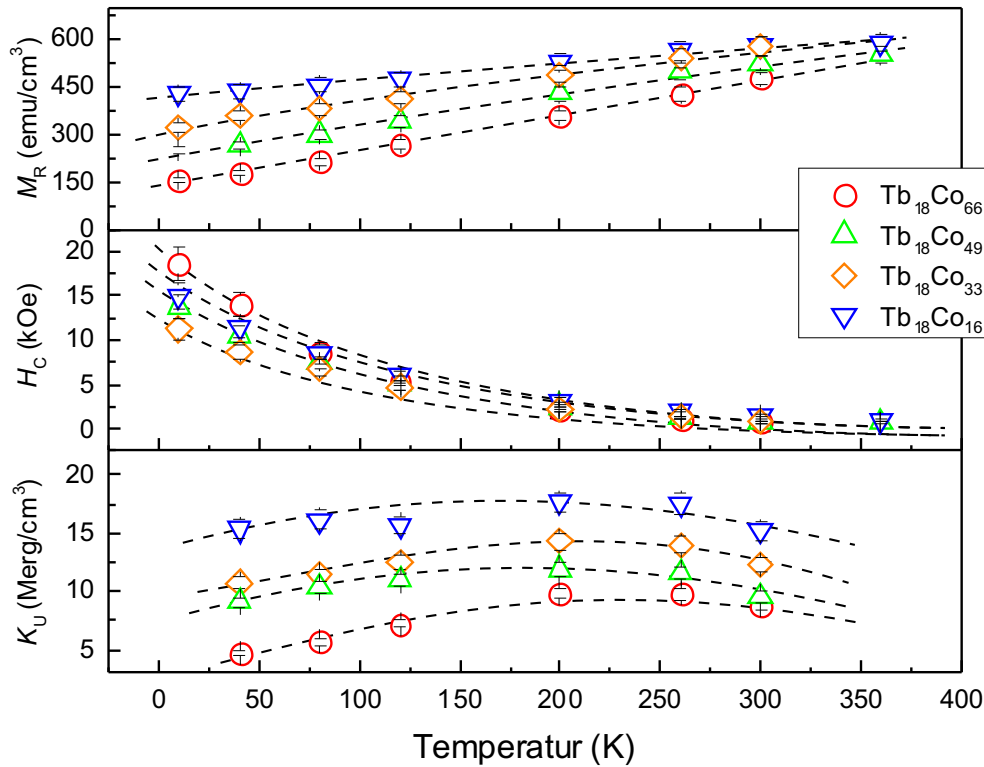


ABBILDUNG 5.15: Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften ( $M_R$ ,  $H_C$  und  $K_U$ ) von  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_y\text{Fe}_{82-y}$ -Schichten.

Terbium-Anteil von  $x_{\text{Tb}} = 22 \text{ at.}\%$  gezeigt. Für Schichten mit einem Fe-Gehalt  $\geq 47 \text{ at.}\%$  dominiert das 3d-Untergitter in dem untersuchten Temperaturbereich. Legierungen mit geringerem Fe-Anteil zeigen einen Kompensationspunkt und folglich mit steigender Temperatur den Übergang vom Tb- zum 3d-dominanten Verhalten. Mit zunehmendem Co-Anteil in der Zusammensetzung schiebt der auftretende Kompensationspunkt zu höheren Temperaturen. Erklärt werden kann dieses Verhalten wie folgt: Tb weist im Vergleich zu den 3d-Momenten eine starke Temperaturabhängigkeit in der Magnetisierung auf. Mit sinkender Temperatur steigt die Magnetisierung stark an (Abb. 2.6). Bei der Betrachtung einer Teilserie mit einem konstanten Tb-Anteil bleibt die Untergittermagnetisierung von Terbium für jedes Co/Fe-Verhältnis unverändert. Die resultierende Magnetisierung des 3d-Untergitters hingegen nimmt durch die stetige Substitution von Fe mit Co ab. Eine Kompensation der Untergitter erfolgt somit nur bei höheren Temperaturen, wenn das Tb-Moment kleinere Werte annimmt. Zusätzlich kann auch für die ternären Systeme für Temperaturen weit unterhalb des Kompensationspunktes der Zusammenhang gefunden werden, dass die Koerzitivitäten für Legierungen mit mehr Co-Anteil geringere Werte annimmt. Dieses Verhalten wurde bereits in Abschnitt 5.1 diskutiert. Fe-reichere Systeme zeigen zu tiefen Temperaturen und um den Kompensationspunkt  $H_C$ -Werte, die nicht mehr mit dem externen Feld von  $H_{\text{ext}} = 70 \text{ kOe}$  erreicht werden können. Legierungen mit einem höheren Co-Anteil erreichen  $H_C$ -Werte von maximal 30 kOe. Die berechneten Werte für die magnetische Anisotropie entsprechen den Verläufen der Magnetisierung. Für Temperaturen und Zusammensetzungen bei denen die resultierende Magnetisierung von den Tb-Momenten dominiert wird, nehmen

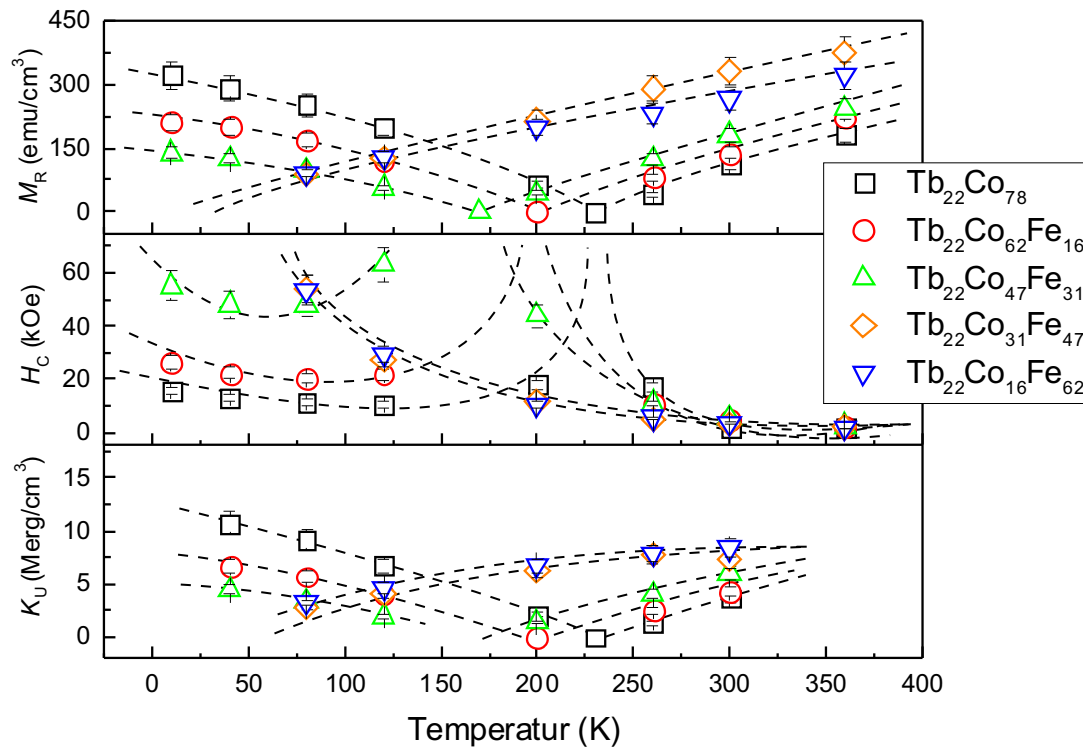


ABBILDUNG 5.16: Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften ( $M_R$ ,  $H_C$  und  $K_U$ ) von  $\text{Tb}_{22}\text{Co}_y\text{Fe}_{78-y}$ -Schichten.

die zugehörigen Anisotropie-Werte mit sinkendem Co-Anteil ab. Umgekehrt verhalten sich 3d-dominante Systeme.

In Abb. 5.17 sind die magnetischen Eigenschaften der letzten Teilserie mit dem höchsten Tb-Anteil von  $x_{\text{Tb}} = 26 \text{ at.}\%$  gezeigt. Ursprünglich wurde erwartet, dass alle Legierungen überwiegend vom Tb-Untergitter in dem untersuchten Temperaturbereich dominiert werden. Aus vorangegangenen Ergebnissen wurde für die binäre  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$ -Legierung, wie in Abb. 5.2 gezeigt, ein  $T_{\text{Komp}} > 300 \text{ K}$  gefunden und es ist eine Zunahme von diesem mit steigendem Co-Anteil zu erwarten. In Abb. 5.17 zeigt jedoch die Schicht mit dem höchsten Fe-Anteil einen  $T_{\text{Komp}} = 250 \text{ K}$  und liegt damit weit unterhalb des zu erwartenden Wertes. Da aus RBS-Analysen die Zusammensetzung bestätigt werden konnten, liegt die Ursache der unterschiedlichen Resultate in der hohen Sensitivität gegenüber den Wachstumsbedingungen der magnetischen Filme. Die in diesem Fall verglichene  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$ -Schicht stammt aus einer anderen Serie und wurde in einer anderen Prozesskammer hergestellt. Minimale Abweichungen der Prozessparameter und die Verwendung anderer Targets sind hierfür verantwortlich. Schlussendlich ist noch zu erwähnen, dass die ermittelten Resultate für Anisotropie und Koerzitivität mit dem zuvor beschriebenen Verhalten in Teilserie  $x_{\text{Tb}} = 22 \text{ at.}\%$  vergleichbar sind.

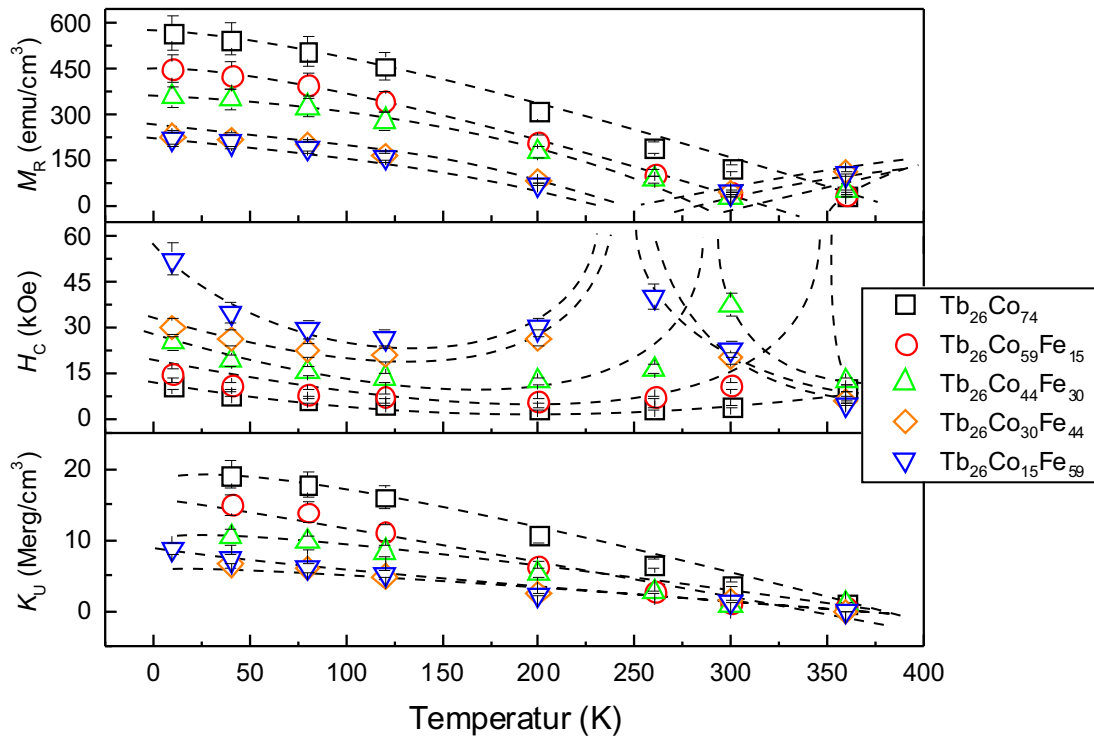


ABBILDUNG 5.17: Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften ( $M_R$ ,  $H_C$  und  $K_U$ ) von  $Tb_{26}Co_yFe_{74-y}$ -Schichten.

### 5.3 Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von der Schichtdicke für binäre TbFe-Legierungen

In diesem Abschnitt soll der Einfluss der Schichtdicke auf die magnetischen Eigenschaften von binären TbFe-Legierungen in einem Zusammensetzungsbereich von  $x_{Tb} = 14$  bis 36 at.% und für Schichtdicken von  $d = 5 - 86$  nm diskutiert werden. Mittels RBS-Messungen wurde die Zusammensetzung und Dicken der Legierungsschichten bestimmt. Die ermittelten Werte für die Zusammensetzung weichen teilweise etwas von den nominellen Werten ab (jedoch max. 3 at.%). Für die Schichtdicken findet man jedoch nur kleine Abweichungen im Bereich von  $< 5\%$  vom nominellen Wert. In den Grafiken sind die realen Werte für die Zusammensetzung der Legierungen angegeben. Die hier vorgestellten Ergebnisse wurden im Rahmen der Masterarbeit von Patrick Reinhardt erarbeitet. [230] Im ersten Schritt wurden für alle Schichtsysteme zunächst die  $M(T)$ -Kurven senkrecht zur Filmebene vermessen. In Abb. 5.18 sind die von der Zusammensetzung abhängigen  $M(T)$ -Kurven für die Schichtdicken  $d = 5$  und 86 nm gezeigt. In den Grafiken ist der mit steigendem Tb-Anteil zu erwartende Übergang vom Fe- zum Tb-dominanten Magnetisierungsverhalten zu sehen. Während für die 5 nm dünnen Schichten ein Kompensationspunkt ab einem Tb-Anteil von  $x_{Tb} = 27$  at.% beobachtet werden kann, zeigen die 86 nm dicken Schichten diesen bereits ab  $x_{Tb} = 20$  at.%. Somit wirkt sich nicht nur die Zusammensetzung sondern auch die Schichtdicke stark auf die Magnetisierung aus.

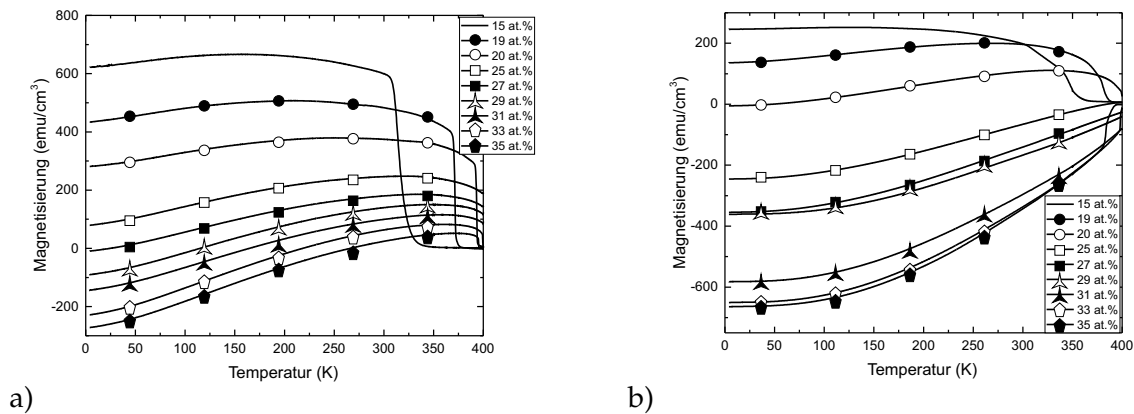


ABBILDUNG 5.18:  $M(T)$ -Kurven der TbFe-Serie für Schichtdicken von (a) 5 nm und (b) 86 nm.

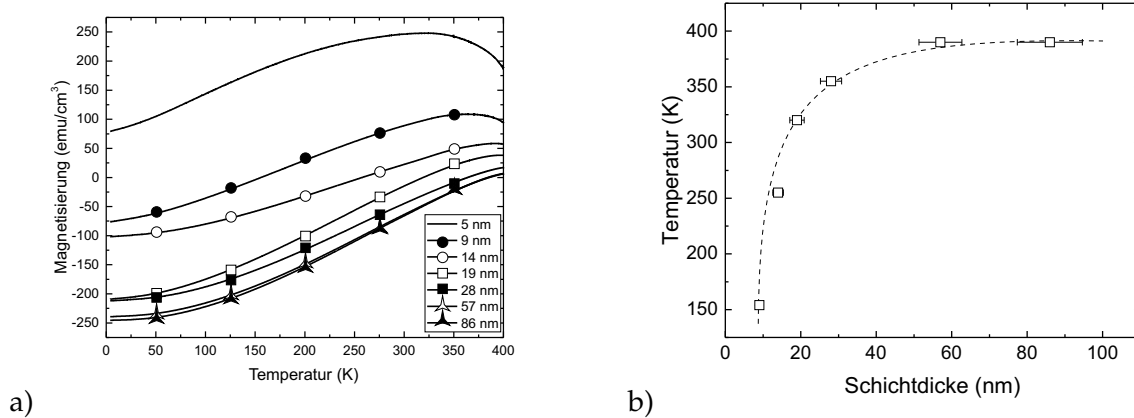


ABBILDUNG 5.19: (a) Schichtdickenabhängigkeit der  $M(T)$ -Kurven und (b) des Kompensationspunktes von  $\text{Tb}_{25}\text{Fe}_{75}$ -Schichten.

In Abbildung 5.19 (a) werden exemplarisch für einen konstanten Tb-Gehalt, die  $M(T)$ -Kurven einer  $\text{Tb}_{25}\text{Fe}_{75}$ -Schicht in Abhängigkeit von der Schichtdicke präsentiert. Die beobachtete starke Verschiebung der Kurven, sowie die Erhöhung der Kompensationstemperatur mit zunehmender Schichtdicke, folgt überraschenderweise dem zu erwartenden Verhalten für einen ansteigenden Tb-Anteil der Legierung (Abb. 5.19 (b)). Jedoch ist eine Variation der Zusammensetzung mit zunehmender Schichtdicke nicht ursächlich für dieses Verhalten verantwortlich, wie mittels RBS-Analysen eindeutig gezeigt werden konnte. Um zusätzlich auszuschließen, dass der Tb-Gehalt über die Schichtdicke hinweg variiert, wurden an einer  $d = 86 \text{ nm}$  dicken  $\text{Tb}_{25}\text{Fe}_{75}$ -Schicht SIMS Messungen von Prof. Helmut Karl durchgeführt. Zur Analyse der tiefe aufgelösten Schichtzusammensetzung wurden Cäsium-Ionen ( $\text{Cs}^+$ ) mit unterschiedlichen Energien (3 keV und 5 keV) unter einem Einfallswinkel von  $60^\circ$  zur Proben-Normalen eingesetzt. Durch das schichtweise Abtragen der Probe und der anschließenden Detektion der herausgelösten Atome über ein Massenspektrometer, konnte die Zusammensetzung der Schicht tiefe aufgelöst, wie in Abb. 5.20 gezeigt, aufgenommen werden. Bei den auftretenden Sprüngen an den Grenzflächen handelt es sich um Artefakte, die durch den starken Einfluss von Pt und damit verbundenen Matrix-Effekte hervorgerufen werden. Im Bereich der ersten 30 nm, welche die stärksten Änderungen der magnetischen

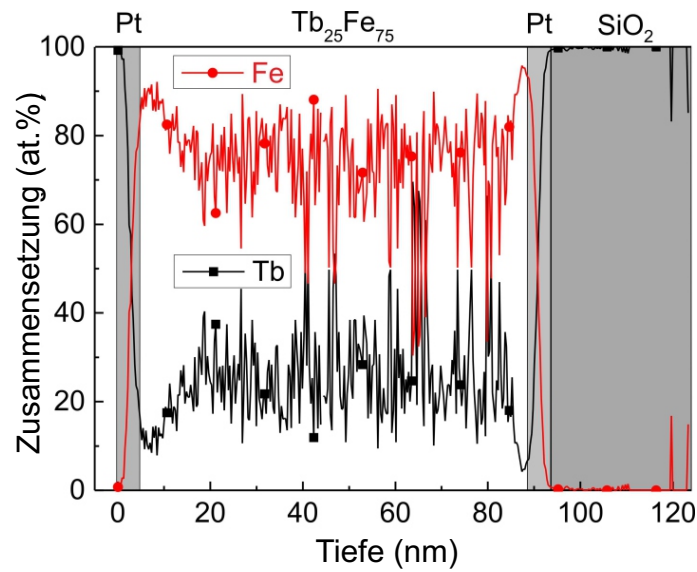


ABBILDUNG 5.20: Mittels SIMS bestimmte tiefenaufgelöste Zusammensetzung einer 86 nm dicken Tb<sub>25</sub>Fe<sub>75</sub>-Schicht.

Eigenschaften aufweisen, sind keine nennenswerten Abweichungen im Fe- und Tb-Anteil zu verzeichnen. Es folgt somit der Ausschluss von schichtdickenabhängigen Variationen in der Zusammensetzung. In der Literatur wurde dieses Verhalten über wachstumsbedingte Änderungen der Mikrostruktur während des Sputterprozesses erklärt. [71], [80]

Zusätzliche Informationen konnten aus den bei Raumtemperatur aufgenommenen in-plane und out-of-plane Hysteresekurven mittels SQUID-VSM-Messungen erhalten werden. Die für eine Tb<sub>25</sub>Fe<sub>75</sub>-Schicht ermittelten Werte der remanenten Magnetisierung, Koerzi-

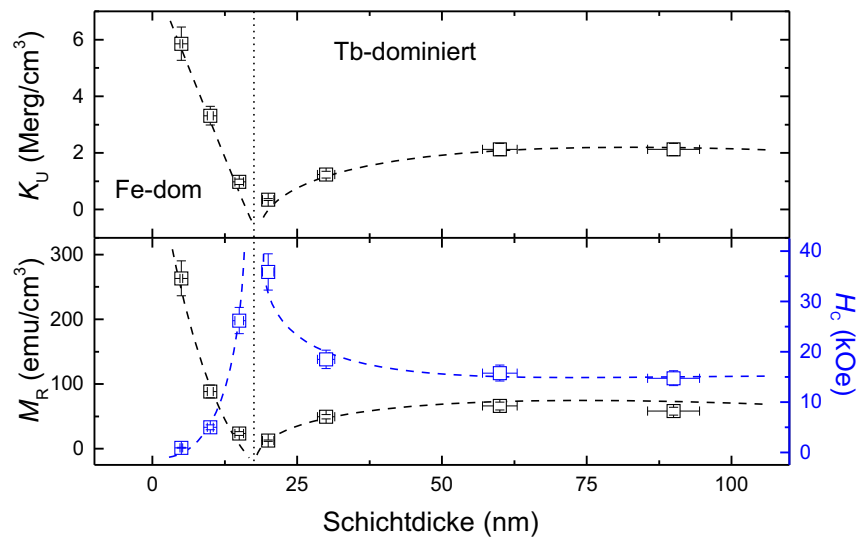


ABBILDUNG 5.21: Schichtdickenabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften ( $M_R$ ,  $H_C$  und  $K_U$ ) einer Tb<sub>25</sub>Fe<sub>75</sub>-Schicht. Der Übergang vom Fe- in ein Tb-Untergitter dominiertes magnetisches Verhalten wurde durch eine vertikale Linie gekennzeichnet.

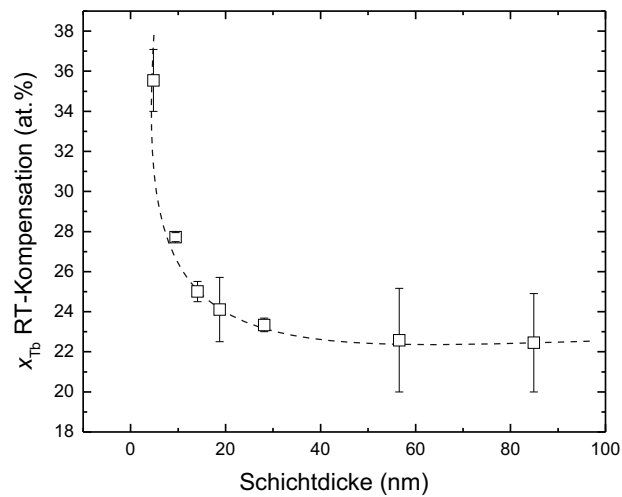


ABBILDUNG 5.22: Zusammensetzung ( $x_{Tb}$ ) der TbFe-Legierung bei der zu einer bestimmten Schichtdicke der Raumtemperatur-Kompensationspunkt auftritt.

vität und der nach Gleichung 5.1 berechneten uniaxialen magnetischen Anisotropie sind in Abb. 5.21 als Funktion der Schichtdicke aufgeführt. Hin zu dünneren Filmen dominiert das Fe-Untergitter während für dickere Schichten die Magnetisierung von Terbium überwiegt. Wie bereits bei den zusammensetzungsabhängigen TbFe-Serien beschrieben, steigt die Koerzitivität am Kompensationspunkt stark an und die Magnetisierung verschwindet. Für die verschiedenen Schichtdicken der vorgestellten Dicken-Serie ( $d = 5, 9, 14, 19, 28, 57$  und  $86$  nm) wurden die zugehörigen Zusammensetzungen der binären Legierung ermittelt, bei denen eine Kompensation bei RT erfolgt (Abb. 5.22). Mit zunehmender Schichtdicke ist weniger Tb in den Legierungen erforderlich. Aus den beiden Grafiken (Abb. 5.21 und 5.22) wird ersichtlich, dass bis zu einer Schichtdicke  $d < 30$  nm die stärksten Änderungen zu verzeichnen sind. Dieser Grenzwert kann über eine wachstumsbedingte Abhängigkeit der Mikrostruktur erklärt werden, die nur bis zu einer kritischen Schichtdicke Einfluss nimmt. Stressinduzierte Wachstumseffekte durch Wechselwirkungen mit dem Substrat sowie Re-Sputtereffekte können hierfür verantwortlich sein. [60] In Abb. 5.23 ist die remanente Magnetisierung und die magnetische Anisotropie von allen hergestellten Proben zusammengefasst. Die remanente Magnetisierung wurde dabei aus den Raumtemperatur-Hysteresen extrahiert, während die magnetische Anisotropie für einzelne Zusammensetzungen berechnet wurde. Ein Zusammenhang zwischen  $M_R$  und den Anisotropie-Werten folgt aus der zu Grunde liegenden Berechnung mittels Gleichung 5.1. Die Remanenzmagnetisierung zeigt für die in Abhängigkeit von Schichtdicke und Zusammensetzung bestimmten Kompensationspunkte erwartungsgemäß ein Minimum.

Die hier vorgestellten Ergebnisse wurden bereits in [22] publiziert. Zusätzlich sind in dieser Veröffentlichung die Ergebnisse zum ultraschnellen Ummagnetisierungsprozess mittels eines zirkular polarisierten fs-Laserpulses (siehe „All-optical Switching“) gezeigt.



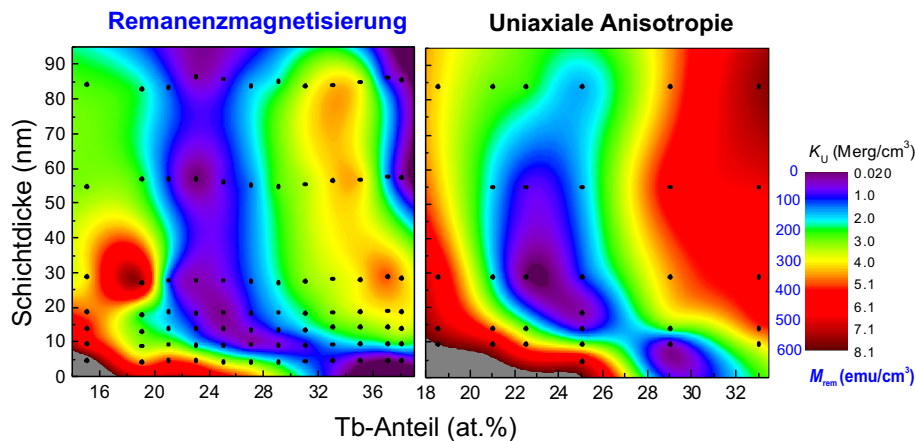


ABBILDUNG 5.23: Remanenzmagnetisierung und uniaxiale magnetische Anisotropie als Funktion der Schichtdicke und des Tb-Anteils in den TbFe-Schichten.

## 5.4 Magnetische Eigenschaften der TbFe-Legierungen auf Partikel-Oberflächen

In Abschnitt 5.1 wurde gezeigt, dass binäre schwere SE-3d ÜM-Legierungen auf planaren Substraten in einem gewählten Zusammensetzungsbereich eine uniaxiale Anisotropieachse senkrecht zur Filmebene aufweisen. Folgend wurde der Einfluss von gekrümmten Oberflächen und die Auswirkung auf die magnetischen Eigenschaften von ferrimagnetischen  $Tb_xFe_{100-x}$ -Schichten ( $x_{Tb} = 16$  und  $30$  at.%) mit unterschiedlichen Dicken von  $20$  und  $30$  nm untersucht. Für die Realisierung unterschiedlicher Krümmungsradien der magnetischen Filme wurden TbFe-Schichten auf sphärischen Silika-Partikeln unterschiedlichen Durchmessers ( $\varnothing = 160$  nm,  $330$  nm,  $900$  nm,  $4.7$   $\mu$ m) abgeschieden. Die auf den Partikeln abgeschiedenen Filme weisen keine einheitliche Dicke auf. Eine Abnahme der Schichtdicke vom Mittelpunkt des Partikelzentrums hin zum Rand tritt mit einer  $\cos(\phi)$ -Abhängigkeit ( $\phi$  beschreibt den Winkel bezüglich der Oberflächennormale) hierbei auf. [231] Die Partikel-Proben wurden nach einem Verfahren präpariert, welches sich zur Herstellung von Partikel-Monolagen bewährt hat. [231]–[233] Durch Reinigung der Silizium Substrate durch Plasma-Ätzen mit Sauerstoff wurden alle organischen Rückstände von der Siliziumoberfläche beseitigt und eine hydrophile Oberfläche erzeugt. In destilliertem Wasser wird eine vom Durchmesser abhängige Konzentration an Silizium-Nanopartikeln gelöst. Ein vom Partikeldurchmesser und Substratoberfläche abhängiges Volumen eines Wassertropfens verteilt sich einheitliche auf der Oberfläche des Substrats. Zusätzlich wurde während der Verdunstung des Wassers für die Substrate ein optimaler Kippwinkel gewählt. REM Analysen der hergestellten Partikel-Anordnung zeigten jedoch, dass lokale Agglomerationen und Ausbildung von Multilagen nicht zu vermeiden sind. Je kleiner das zum Aufbringen des Tropfens gewählte Substratstück ist, umso wahrscheinlicher entstanden Ansammlungen von Partikeln.

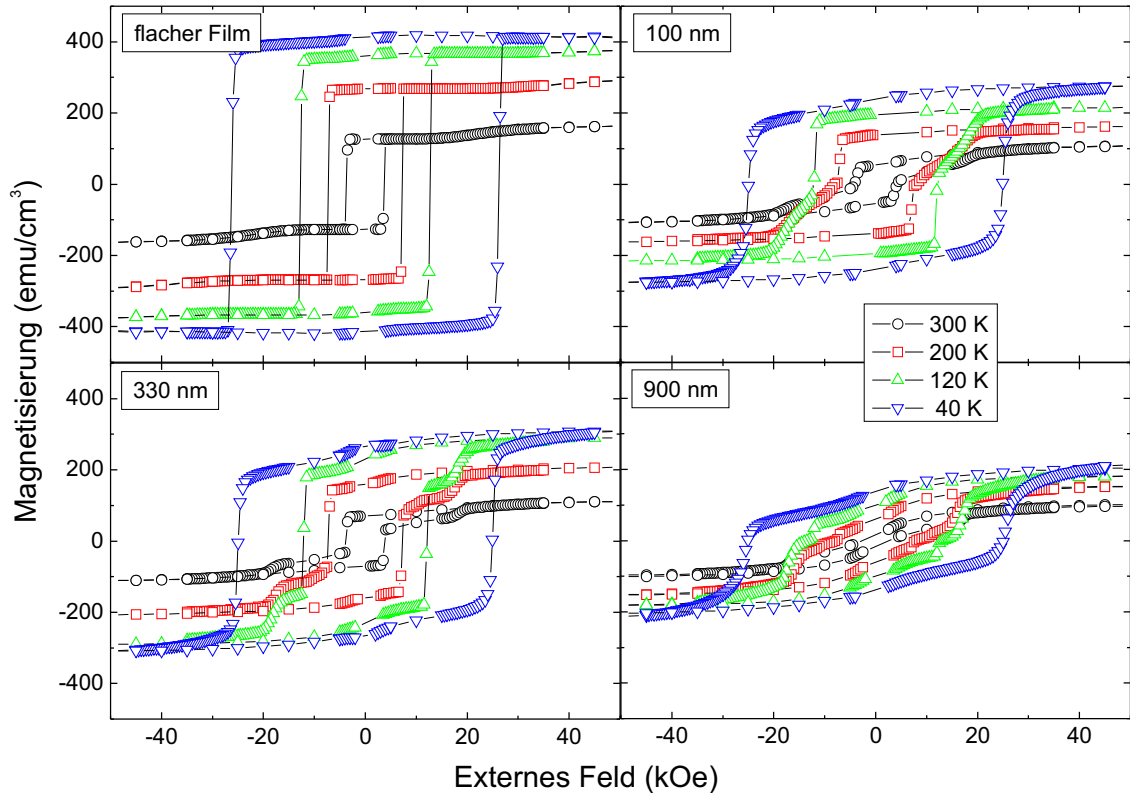


ABBILDUNG 5.24: Temperaturabhängige out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen von  $\text{Tb}_{30}\text{Fe}_{70}$ -Schichten abgeschieden auf einem planaren Si-Substrat und auf Partikeln ( $\varnothing = 160 \text{ nm}, 330 \text{ nm}, 900 \text{ nm}$ ).

Für SQUID-VSM Messungen wurden zusätzlich Partikel auf  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  kleinen Probenstücken präpariert. Es konnten keine komplett geschlossenen Partikelschichten erreicht werden. Temperaturabhängige  $M(H)$ -Hysteresen einer  $d = 20 \text{ nm}$  dünnen auf den Partikeln abgeschiedenen  $\text{Tb}_{30}\text{Fe}_{70}$ -Schicht ist in Abb. 5.24 gezeigt. Neben dem scharfen Schaltprozess des flachen Films, ist zusätzlich eine Verteilung der Schaltfelder der Schichten auf den Partikeln zu sehen. Wie zu erwarten, schaltet der flache Film immer beim selben externen Feld, unabhängig vom Partikeldurchmesser, wobei eine Zunahme der Koerzitivität zu tiefen Temperaturen zu beobachten ist. Die Schaltfelder des auf den Partikeln abgeschiedenen Films (magnetische Kappen) zeigt keine starke Abhängigkeit vom gewählten Durchmesser, wie in Abbildung 5.25 (b) zu sehen ist. Für Temperaturen oberhalb  $T = 40 \text{ K}$  liegen die Schaltfelder der Kappen nah beieinander. Temperatur und Durchmesser spielen überraschenderweise keine große Rolle für die Schaltfelder. Für  $T = 40 \text{ K}$  schaltet der flache Film und die magnetischen Kappen gemeinsam im externen Feld. Zusätzlich ist aus den Hysteresen zu sehen, dass die remanente Magnetisierung mit zunehmendem Partikeldurchmesser abnimmt. Dieses Verhalten kann mit den aufgenommenen  $M(T)$ -Kurven (siehe Abb. 5.25 (a)) bestätigt werden. Man beobachtet auch, dass  $\text{Tb}_{30}\text{Fe}_{70}$ , wie zu erwarten, eine Tb-dominante Legierung ist.  $T_{\text{Komp}}$  liegt bei etwa  $400 \text{ K}$ . Die Abnahme der remanenten Magnetisierung mit größer werdendem Partikeldurchmesser kann über eine zunehmende Winkelverteilung

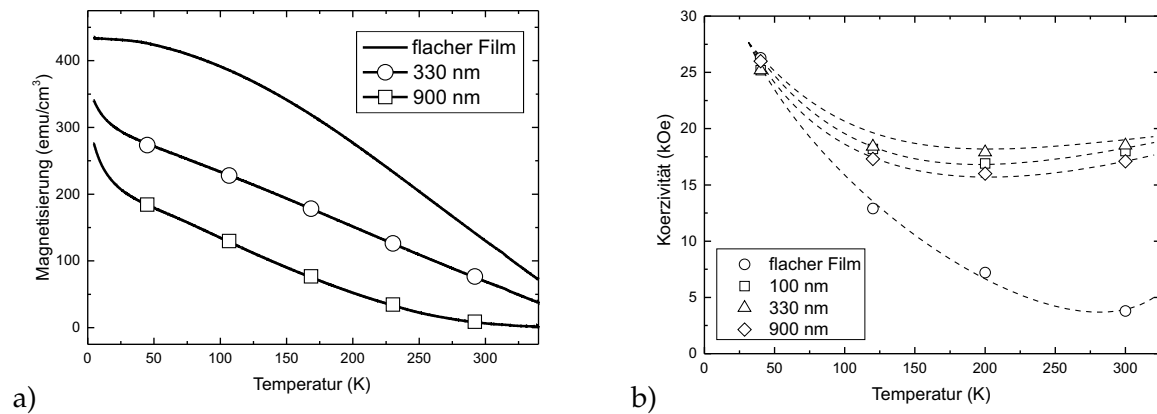


ABBILDUNG 5.25: (a)  $M(T)$ -Kurven einer  $\text{Tb}_{30}\text{Fe}_{70}$ -Schicht, die auf einem planaren Si-Substrat und auf Partikeln ( $\varnothing = 160 \text{ nm}$ ,  $330 \text{ nm}$ ,  $900 \text{ nm}$ ) abgeschieden wurde. (b) Zusätzlich wird das mittlere Schaltfeld der magnetischen Kappen in Abhängigkeit vom Partikeldurchmesser und Temperatur ( $T = 300, 200, 120, 40 \text{ K}$ ) gezeigt.

der magnetischen Momente erklärt werden. Die senkrecht zur Filmebene orientierten magnetischen Momente weisen, neben der sperimagnetischen Natur, eine zusätzliche von der Krümmung des magnetischen Films auf den geschlossenen Partikeloberflächen abhängige Verteilung auf. In Sättigung sind alle Momente kollinear zueinander ausgerichtet. Geht das externe Feld gegen Null, relaxieren die Momente und richten sich im Mittel senkrecht zur Partikeloberfläche aus, welches in der stetigen Ab- und Zunahme der Magnetisierung der Hysteresen um das Nullfeld zu erkennen ist (Abb. 5.24,  $900 \text{ nm}$ ). Um die magnetische Domänenstruktur der Schichten zu analysieren, wurden MFM-Studien an entmagnetisierten Proben durchgeführt. Hierzu wurde ein externes magnetisches Wechselfeld mit abnehmender Amplitude an die Probe angelegt. Das externe Feld muss zunächst höher sein als die Koerzitivität der Schicht und die zu wählende Schrittweite für die Feldreduzierung hängt von der Schaltfeldverteilung ab. Je schmaler das Schaltfeld, umso kleiner müssen die betragsmäßigen Änderungen des externen Wechselfeldes gewählt werden. Das Feld liegt hierbei senkrecht zur Filmebene orientiert an. Flache Filme von Tb-dominanten Legierung-

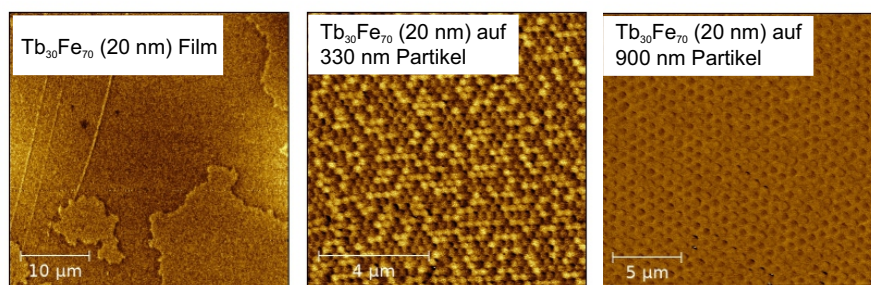


ABBILDUNG 5.26: MFM-Aufnahmen bei Raumtemperatur von  $\text{Tb}_{30}\text{Fe}_{70}$ -Schichten abgeschieden auf einem planaren Si-Substrat und Partikelmonolagen ( $\varnothing = 330 \text{ nm}$ ,  $900 \text{ nm}$ ). Proben wurden vorher entmagnetisiert.

gen weisen bei Raumtemperatur kleinere Domänen im Vergleich zu 3d-dominanten Filmen auf (Abb. 5.26 und 5.27).  $\text{Tb}_{30}\text{Fe}_{70}$  mit einer Schichtdicke von 20 nm zeigt auf Partikel mit einem Durchmesser  $100 \text{ nm} < \varnothing < 900 \text{ nm}$  einzelne, an den Kontaktpunkten der Partikel begrenzte, eindomänige magnetische Kappen. Diese sind nur schwach magnetisch untereinander austauschgekoppelt. Dies wird durch einzeln auftretende magnetische Kappen mit entgegengesetzter Magnetisierungsorientierung in den MFM-Aufnahmen begründet. Die gewählte Schichtdicke des Films führt dazu, dass auch die Randbereiche mit dem Film bedeckt sind und eine senkrecht zur Filmebene orientierte Magnetisierung aufweisen. Im Gegensatz dazu zeigen die Kappen auf den 900 nm Partikeln keinen bis zum Rand reichenden magnetischen Kontrast. Dies kann darüber erklärt werden, dass der Film am Rand zu dünn wird und keine senkrechte Anisotropieachse mehr aufweist. Alternativ kann auch die über die Krümmung hervorgerufene Verteilung der magnetischen Momente am Randbereich die Wechselwirkung mit der magnetischen MFM-Spitze so stark beeinflussen, dass kein Signal mehr aufgenommen werden kann. Dieses Verhalten wurde auch für die dickere  $d = 30 \text{ nm}$  Fe-dominante  $\text{Tb}_{16}\text{Fe}_{84}$ -Schicht auf den 900 nm Partikeln beobachtet. Bei einer weiteren Zunahme des Durchmessers der Partikel, entstehen auf diesen Multidomänenzustände (Abb. 5.27). Für  $\varnothing = 100 \text{ nm}$  sind die Kappen stark magnetisch austauschgekoppelt, wie es in Abb. 5.27 zu sehen ist. Man beobachtet hier zusammenhängende Domänenbereiche. Um-magnetisierungsprozesse einzelner magnetischer Kappen treten hierbei nicht auf. Trotz der Krümmung der magnetischen Filme bleibt die senkrecht zur Filmebene gerichtete Orientierung der Magnetisierung erhalten. Abschließend ist zu erwähnen, dass die Zusammensetzung der abgeschiedenen Legierungen auf den gekrümmten Partikel-Oberflächen keine ausschlaggebende Rolle für die Ausbildung der Domänenstruktur spielt. Ausschließlich im flachen Film wird der Größenunterschied der gebildeten Domänen im entmagnetisierten Zustand deutlich.

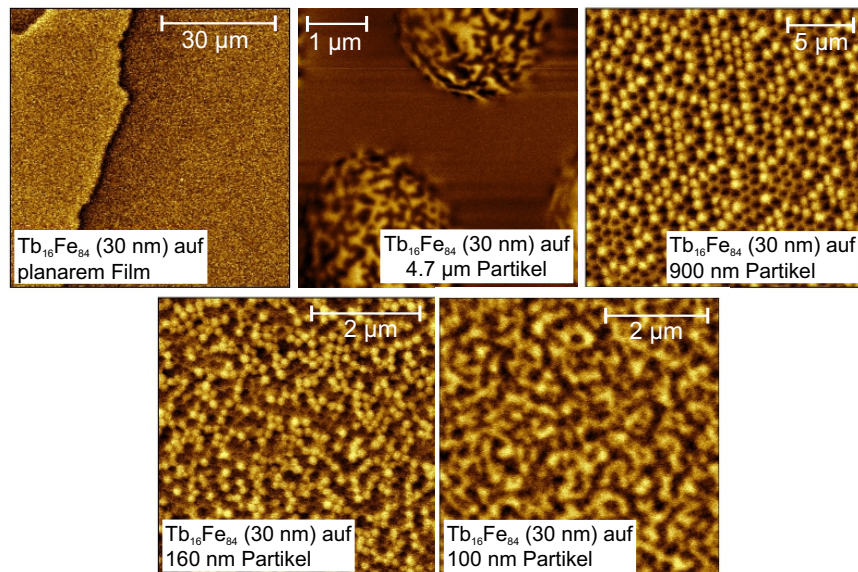


ABBILDUNG 5.27: MFM-Aufnahmen bei Raumtemperatur von  $\text{Tb}_{16}\text{Fe}_{84}$ -Schichten abgeschieden auf einen flachen Si-Substrat und Partikelmonolagen ( $\varnothing = 100 \text{ nm}, 160 \text{ nm}, 900 \text{ nm}$ ). Proben wurden vorher entmagnetisiert.

## Kapitel 6

# Heterostrukturen von [Co/Pt]<sub>10</sub>-Multilagen mit unterschiedlichen TbCoFe-Ferrimagneten

Die Untersuchung des Austauschfeldes in Systemen bestehend aus Ferri- und Ferromagneten steht schon seit Ende der 90er Jahre im Fokus der Forschung. Rekordwerte von bis zu 11 kOe wurden erreicht. [16] In diesem Abschnitt soll eine systematische Analyse des Einflusses der gewählten Ferrimagnete auf die Austauschfelder vorgestellt werden. Hierbei werden Faktoren wie vorherrschende Austauschenergie an der Grenzfläche oder temperaturabhängige Eigenschaften der Einzelschichten, wie z.B. Magnetisierung und magnetische Anisotropie, in Betracht gezogen. Gleichung 3.6, welche zur Berechnung der Austauschfelder verwendet wird, gilt vereinfacht nur für Bilagen bestehend aus einem Ferro- und Antiferromagneten, wobei maßgeblich die magnetischen Eigenschaften des Ferromagneten Einfluss nehmen. Beim Übergang zu einer Bilage bei der an Stelle des Antiferromagneten ein SE-ÜM-Ferrimagnet tritt, ist zu beachten, dass nun beide Schichten eine spontane Magnetisierung aufweisen und Dipolfelder wirken. Zusätzlich erwartet man auf Grund der auftretenden Kopplungseffekte an der Grenzfläche, eine Erhöhung von  $\Delta\sigma$ , der Differenz der Grenzflächenenergien für die beiden Ausrichtungszustände des Ferromagneten.

Da der Einfluss des Ferrimagneten gezeigt werden soll, wurde ein Ferromagnet gewählt, der nur geringe Temperaturabhängigkeit in den magnetischen Eigenschaften aufweist. Der Vergleich der magnetischen Eigenschaften der Einzelschichten mit denen der Heterostrukturen soll Rückschlüsse auf auftretende Zusammenhänge geben. Bei der Herstellung einzelner Serien von Einzelschichten und Heterostrukturen ist darauf zu achten, dass identische Herstellungsbedingungen (u.a. gleiche Anlage, Targets, Ar-Druck...) eingehalten werden. Zusätzlich ist darauf zu verweisen, dass in den Heterostrukturen die Schichten magnetisch miteinander gekoppelt sind. Folglich ist das Schaltverhalten der Einzellagen, wie bei einem „Exchange-Spring“-Magneten durch die gegenseitige Wechselwirkung beeinflusst, wie bereits in Kapitel 3.2 diskutiert wurde. Für die gekoppelten Systeme sollen beide Einzelschichten eine senkrecht zur Filmebene orientierte Anisotropieachse aufweisen, hierfür eignen sich [Co/Pt]-Multilagen.



## 6.1 $[\text{Co}/\text{Pt}]_{10}$ -Multilagen und gekoppelte Systeme

Als geeigneter ferromagnetischer Kandidat zur Erfüllung der benötigten Anforderungen, u. a. senkrecht zur Filmebene ausgebildete Anisotropieachse, geringe Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften und eine leichte Reproduzierbarkeit, zeichneten sich  $[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ -Multilagen aus (siehe Kapitel 2.2.1). Die Multilagen wurden unter einem Ar-Druck von  $1.5 \cdot 10^{-3}$  mbar bei Raumtemperatur abgeschieden.  $\text{SiO}_2(100\text{ nm})/\text{Si}(001)$  diente als Substrat. Außerdem wurde eine 5 nm dicke Platin Aufwachs- und Schutzschicht gewählt. In den Heterostrukturen wurde zusätzlich auf den Multilagen-Stapel die ferrimagnetische Schicht abgeschieden, wobei ein direkter Kontakt zwischen der letzten Co-Schicht der Multischicht und der SE-ÜM-Legierung realisiert wurde. Für den Ferrimagneten erfolgte eine Variation der Zusammensetzung, wie in Abschnitt 5.2 beschrieben. Die Schichtdicke wurde dabei konstant bei 20 nm gehalten. Aus RBS-Analysen konnte gezeigt werden, dass die Zusammensetzung der in den Heterostrukturen eingesetzten Legierungen mit denen der Einzelschichten übereinstimmt. Aus XRD-Messungen und TEM-Aufnahmen konnte die Amorphizität der ferrimagnetischen Schichten auch in der gekoppelten Heterostruktur nachgewiesen werden. Abb. 6.1 zeigt exemplarisch den TEM-Querschnitt einer  $\text{Tb}_{18}\text{Fe}_{82}/[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ -Heterostruktur. In der Aufnahme ist zu erkennen, dass alle Schichten relativ scharfe Grenzflächen zeigen. Die jeweils für die Deposition gewählten Schichtdicken stimmen mit den aus RBS- und TEM-Analysen ermittelten Werten überein. Zusätzlich ist in der Grafik ein durch Interferenzeffekte sichtbar werdendes Korn der kristallinen Multischicht markiert (rot umrahmt). Die magnetischen Eigenschaften der TbCoFe-

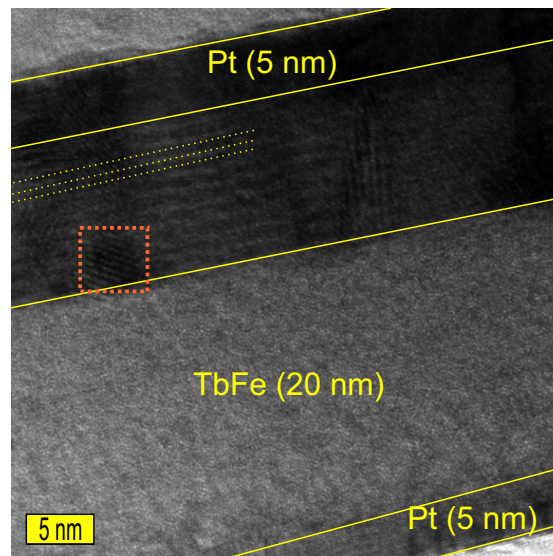


ABBILDUNG 6.1: TEM-Querschnittsbild einer  $\text{Tb}_{20}\text{Fe}_{80}/[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ -Heterostruktur. Markiert sind die einzelnen Schichten, sowie eine kristalline Kornstrukturen in der Multischicht.

Einzelschichten wurden bereits in Abschnitt 5.2 ausführlich vorgestellt. In Abb. 6.2 sind die extrahierten temperaturabhängigen Werte für  $M_R$  und  $H_C$  aus den out-of-plane Hysteresen

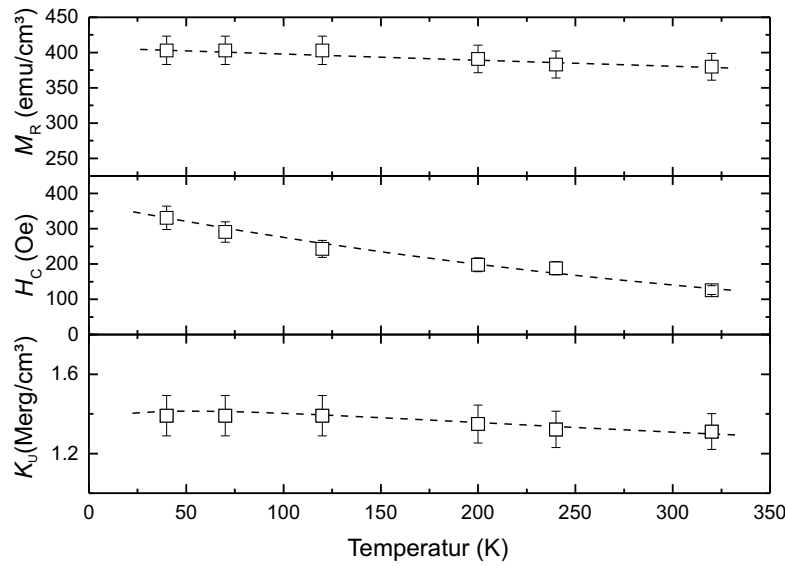


ABBILDUNG 6.2: Temperaturabhängige magnetische Eigenschaften ( $M_R$ ,  $H_C$  und  $K_U$ ) einer [Co(4Å)/Pt(8Å)]<sub>10</sub>-Multilage.

einer [Co(4Å)/Pt(8Å)]<sub>10</sub>-Multischicht aufgetragen. Die aufgenommenen Hysteresen weisen die typische rechteckige Form uniaxialer (senkrechter) Systeme auf mit  $\frac{M_R}{M_S} = 1$ . Aus den zusätzlich in-plane vermessenen  $M(H)$ -Hysteresen und Gleichung 5.1 wurden die  $K_U$ -Werte berechnet. Für die Magnetisierung und uniaxiale magnetische Anisotropie ist lediglich eine geringe Temperaturabhängigkeit zu beobachten. Ausschließlich die Koerzitivität steigt, wie zu erwarten, zu tiefen Temperaturen an.

Für gekoppelte Systeme wurde das Schaltverhalten von Heterostrukturen bestehend aus zwei TbFe-Ferrimagneten bereits 1981 von Kobayashi *et al.* diskutiert. [228] Ein vergleichbares Verhalten ist für die in dieser Arbeit vorgestellten Heterostrukturen zu beobachten. Abhängig vom dominierenden Untergitter des Ferrimagneten ist in Abb. 6.3 das exemplarische Schaltverhalten mit einer 3d- und in Abb. 6.4 mit einer Tb-dominanten Legierung gezeigt. Für den Fall der Kopplung von [Co(4Å)/Pt(8Å)]<sub>10</sub>-Multilagen mit einer 3d-dominanten TbCoFe-Legierung (Tb<sub>18</sub>Co<sub>33</sub>Fe<sub>49</sub>) entspricht das zu beobachtende Schaltverhalten dem eines „Exchange-Spring“-Magneten. Der Ferromagnet stellt bei allen Temperaturen den Weich- und der Ferrimagnet den Hartmagneten dar. Für  $T > 120$  K drehen die beiden Schichten gemeinsam im externen Feld. Die starke Austauschkopplung führt hierbei zu einem Angleichen der Koerzitivitäten. [155], [234] Beim Hartmagneten wird diese abgesenkt und für den Weichmagneten steigt sie an. Beim weiteren Abkühlen des Systems, schalten die beiden Schichten getrennt voneinander, jedoch wechselwirken diese weiterhin miteinander. Die Austauschkopplung der Schichten wird über die wirkende Zeeman-Energie aufgebrochen, wobei die [Co/Pt]-Multilage bei geringeren externen Feldern gedreht wird. Für  $T = 120$  K liegt  $H_C$  bei 3.8 kOe und damit viel höher als für die Einzelschicht ( $H_C = 0.24$  kOe) beobachtet wird. Erklärt werden kann dieses damit, dass die Bilage im gesättigten Fall in ihrem energetisch „günstigen“ Zustand vorliegt. Die 3d-Momente beider Schichten sind hierbei parallel zueinander und antiparallel zu den Tb-Momenten

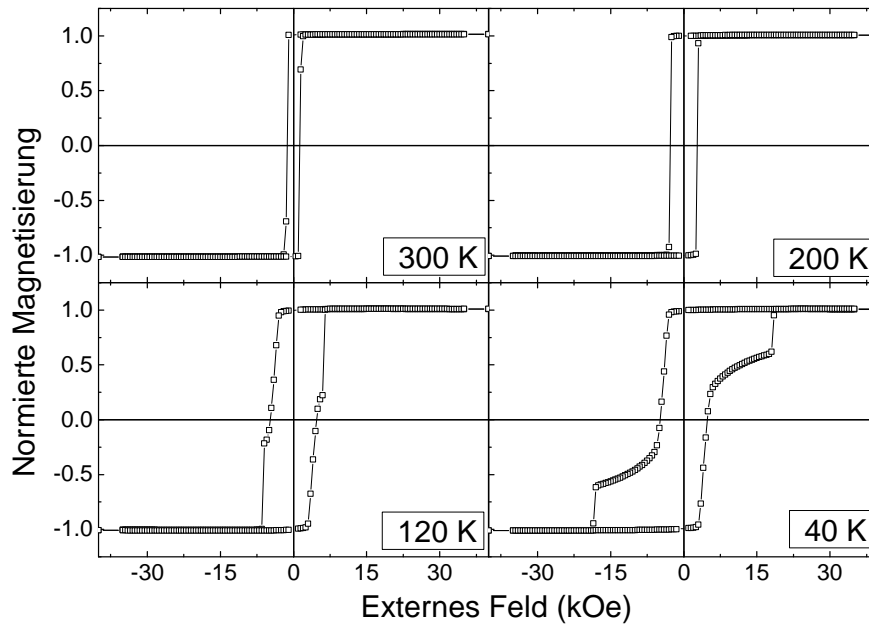


ABBILDUNG 6.3: Temperaturabhängigkeit des Ummagnetisierungsverhaltens einer  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{33}\text{Fe}_{49}/[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ -Schicht.

ausgerichtet. Um diese Austauschkopplung aufzubrechen, ist mehr Energie notwendig, als zum Umorientieren der Einzellage im externen Feld erforderlich wäre. Auch bei tieferen Temperaturen ist im gekoppelten System keine signifikante Änderung des Schaltfeldes der  $[\text{Co}/\text{Pt}]$ -Multilage zu verzeichnen. Da aber auch die ferromagnetische Einzellage nur eine maximale Koerzitivität von  $H_C = 0.35 \text{ kOe}$  bei der tiefsten Untersuchungstemperatur von  $T = 40 \text{ K}$  erreicht, ist auch keine Zunahme von  $H_C$  im gekoppelten System zu erwarten. Weiterhin wird damit deutlich, dass die temperaturabhängige Änderung der magnetischen Eigenschaften der ferrimagnetischen Schicht keinen großen Einfluss auf das Schaltfeld der  $[\text{Co}/\text{Pt}]$ -Multilage nimmt. Im Gegensatz dazu zeigen die ferrimagnetischen Einzellagen eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit, die auch im gekoppelten System zu beobachten ist. Jedoch liegen die Schaltfelder nun deutlich unterhalb der für die Einzelschichten zu beobachtenden Werte. Hier wirkt sich die starke Austauschkopplung und damit verbunden die favorisierte parallele Ausrichtung der 3d-Momente aus. [36], [173]

Heterostrukturen mit einem Tb-dominanten Ferrimagneten zeigen ein völlig anderes Schaltverhalten. Die out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresis zeigt bei  $T = 300 \text{ K}$  eine um das Nullfeld symmetrische Teilhysteresis (Abb. 6.4). Zusätzliche treten bei höheren Feldern Hysterese hervorgerufen durch den Ummagnetisierungsprozess des Ferrimagneten auf. Somit erhält man einen dreistufigen Schaltvorgang, bei dem von Sättigung kommend erst der Ferrimagnet und anschließend um das Nullfeld die magnetisch gekoppelte Bilage gesamt umorientiert wird. Im dritten Schritt wird die favorisierte Kopplung erst aufgebrochen. Verursacht wird dieses Verhalten durch den in Sättigung energetisch „ungünstigen“ Zustand. Hierbei



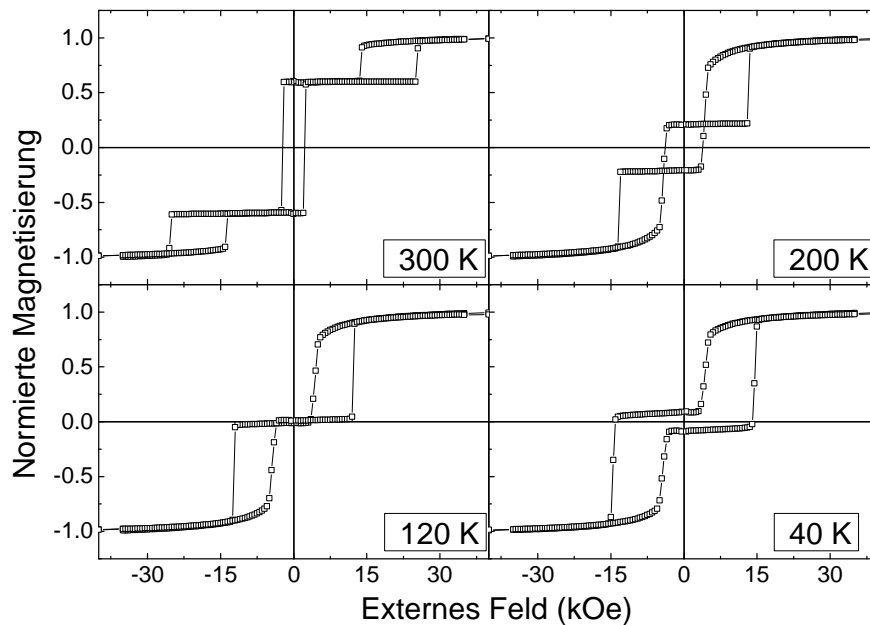


ABBILDUNG 6.4: Temperaturabhängigkeit des Ummagnetisierungsverhaltens einer Tb<sub>26</sub>Co<sub>59</sub>Fe<sub>15</sub>/[Co(4Å)Pt(8Å)]<sub>10</sub>-Schicht.

sind die 3d-Momente der zwei Schichten antiparallel zueinander ausgerichtet und die Tb-Momente des Ferrimagneten parallel zu den 3d-Momenten des Ferromagneten. Die über das externe Feld eingetragene Zeeman-Energie wirkt der Austauschenergie an der Grenzfläche entgegen. An der Grenzfläche entsteht dadurch eine Domänenwand. Wird das externe Feld verringert, orientiert sich die weichmagnetische Schicht entgegen dem externen Feld um und die Domänenwand wird annihiliert. Hin zu tieferen Temperaturen übernimmt der Ferromagnet die Rolle des Weichmagneten (siehe Abb. 6.4, 200 K). Damit verbunden ist der Übergang zu einem zweistufigen Schaltverhalten. Ein Nachweis für diese Annahme kann über den Vergleich mit den magnetischen Eigenschaften der Einzelschichten erfolgen und durch die unterschiedliche Form der auftretenden Hysteresen belegt werden. Während die ferrimagnetischen Schichten einen scharfen Umschaltprozess zeigen, beobachtet man für [Co/Pt]-Multilagen eine etwas breitere Schaltfeldverteilung. Dies konnte auch mittels XMCD-Untersuchung bestätigt werden.

Soll ausschließlich die Ummagnetisierung der ferromagnetischen [Co/Pt]-Multilage aufgenommen werden, muss das maximal anzulegende externe Feld geringer als das Schaltfeld des Hartmagneten gewählt werden. Über die magnetische Austauschkopplung an der Grenzschicht erfolgt eine Verschiebung der Hysterese entlang der Feldachse. Voraussetzung ist, dass die Heterostrukturen ein zweistufiges Schaltverhalten aufweisen. Der hartmagnetische Ferrimagnet dient in diesem Fall als die dem Weichmagneten eine Vorzugsrichtung einprägende Schicht. In Abb. 6.5 wird deutlich, dass die Richtung der Verschiebung der Teilhysterese vom gewählten Ferrimagnet (Tb- oder 3d-dominant) und von den gewählten Messbedingungen abhängt. Bei Sättigung der Heterostruktur im positiven (negativen) Feld

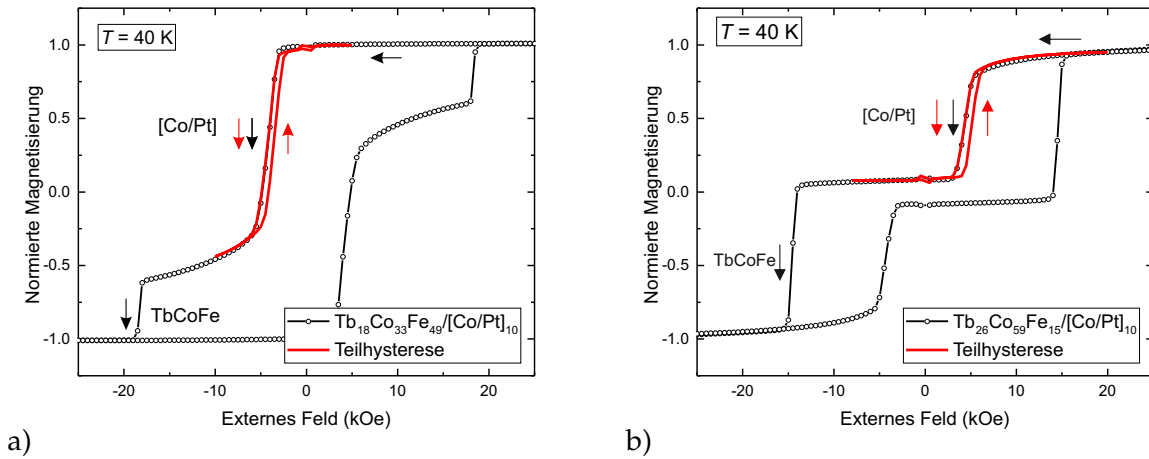


ABBILDUNG 6.5: Gezeigt sind die Voll- und Teilhysteresen von (a)  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{33}\text{Fe}_{49}/[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  und (b)  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{59}\text{Fe}_{15}/[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  aufgenommen bei  $T = 40\text{ K}$ . Der Ummagnetisierungsverlauf ist mit Pfeilen gekennzeichnet.

wird für einen 3d-dominanten Ferrimagneten eine Verschiebung auf der negativen (positiven) Feldseite erzeugt. Die Teilhysteresen sind dabei asymmetrisch und zeigen im höheren Feldbereich eine reversible Zunahme der Magnetisierung (Abb. 6.5 (b)). Begründet wird dieses Verhalten durch das Zusammendrücken und Auseinanderziehen der an der Grenzfläche erzeugten Domänenwand. [17], [151], [170]

In Abb. 6.6 sind die betragsmäßigen Austauschfelder  $H_{\text{eb}}$  für alle hergestellten Heterostrukturen zusammengefasst. Eine Begrenzung zur Bestimmung der Austauschfelder ist ausschließlich durch das notwendige zweistufige Schaltverhalten der Heterostrukturen gegeben. Aus diesen Grafiken kann eine geringe Zunahme von  $H_{\text{eb}}$  zu tiefen Temperaturen hin beobachtet werden. Jedoch wirkt sich die Zusammensetzung des Ferrimagneten stark auf die Kopplung und damit verbunden auf die auftretenden Austauschfelder aus. Für Legierungen mit  $x_{\text{Tb}} = 18\text{ at.}\%$  kann ein Austauschfeld erst bei  $T \leq 120\text{ K}$  aufgenommen werden, welches mit einem steigendem Co-Anteil in der Legierung linear anwächst. Zur Veranschaulichung sind die zugehörigen Teilhysteresen, aufgenommen bei  $T = 10\text{ K}$ , in Abb. 6.7 gezeigt. Die kleine zusätzlich um das Nullfeld auftretende Hysterese wird durch den in Abschnitt 5.1 beschriebenen Beitrag des Substrates und Halters hervorgerufen. Systeme mit einem höheren Tb-Gehalt weisen auf den ersten Blick keinen linearen Zusammenhang mit dem Co/Fe-Verhältnis auf. Der Übersichtlichkeit halber sind in Abb. 6.8 bei einer konstanten Temperatur ( $T = 10\text{ K}$ ) in (a) die Austauschfelder und zusätzlich in (b) die Koerzitivitäten der Heterostrukturen mit  $x_{\text{Tb}} = 18, 22$  und  $26\text{ at.}\%$  und einem variierenden Co/Fe-Verhältnis gezeigt. Zum einen wird ersichtlich, dass für alle Systeme, mit ansteigendem Austauschfeld die Koerzitivität der Teilhysteresen abnimmt. Zum anderen wirkt sich nicht nur das Verhältnis von Co/Fe, sondern auch der Tb-Gehalt auf die Austauschfelder aus. Während für  $x_{\text{Tb}} = 22\text{ at.}\%$   $H_{\text{eb}}$  bis zu einem Co/Fe-Verhältnis von etwa 4/1 zunimmt, erreichen die Systeme mit  $x_{\text{Tb}} = 26\text{ at.}\%$  ihren Maximalwert bei einem Co/Fe-Verhältnis von etwas 3/2. Somit folgt eine Verschiebung der Maxima zu geringeren Co-Anteilen mit

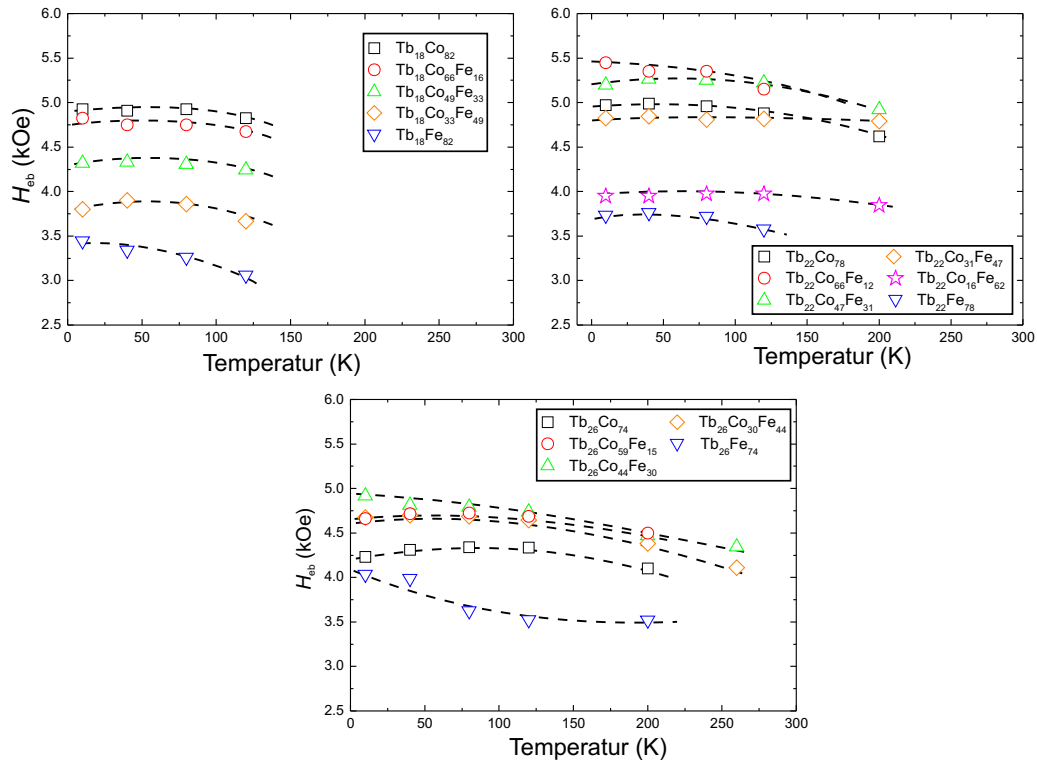


ABBILDUNG 6.6: Gezeigt ist die Temperaturabhängigkeit der Austauschfelder von  $\text{Tb}_x\text{Co}_y\text{Fe}_{100-x-y}/[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ -Heterostrukturen mit unterschiedlichen Tb-Gehalt  $x_{\text{Tb}} = 18, 22$  und  $26$  at.% und variierendem Co/Fe-Verhältnis.

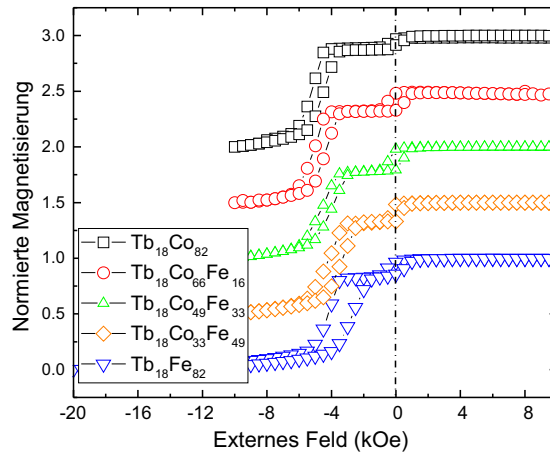


ABBILDUNG 6.7: Teilhysterese der  $x_{\text{Tb}} = 18$  at.%-Serie mit einem variierendem Co/Fe-Verhältnis aufgenommen bei  $T = 10$  K.

zunehmendem Tb-Gehalt und folglich eine Abnahme der für die Verschiebung verantwortlichen Austauschkopplungsstärke. Wird nach Erreichen des Maximums weiterhin Fe durch Co in der Legierung ersetzt, nehmen die Austauschfelder immer mehr ab. Generell wurde erwartet, dass unabhängig vom gewählten Tb-Gehalt, bei einer steigenden Anzahl von Co-Paaren in der Legierung, eine Zunahme der Kopplungsstärke an der Grenzfläche resultiert

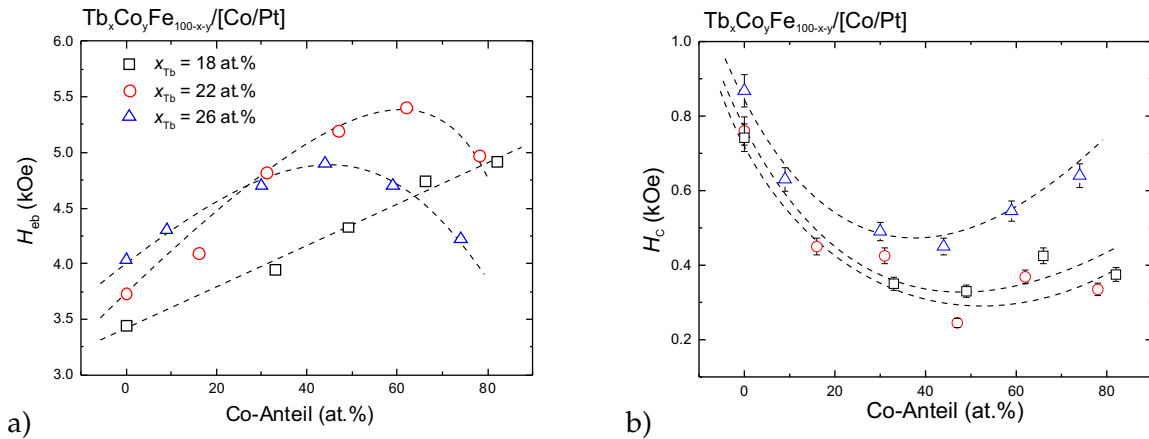


ABBILDUNG 6.8: Gezeigt sind in (a) das Austauschfeld und (b) die Koerzitivität von  $\text{Tb}_x\text{Co}_y\text{Fe}_{100-x-y}/[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ -Heterostrukturen mit unterschiedlichen Tb-Anteil  $x_{\text{Tb}} = 18, 22$  und  $26\text{ at.}\%$  und einem variierenden Co/Fe-Verhältnis bei  $T = 10\text{ K}$ .

und damit höhere Austauschfelder folgen. Diese Annahme konnte zwar zunächst in Heterostrukturen mit dem geringsten Tb-Anteil ( $x_{\text{Tb}} = 18\text{ at.}\%$ ) im Ferrimagneten bestätigt werden, jedoch beobachtet man für höhere Tb-Gehalte ein abweichendes Verhalten. Dieses Ergebnis zeigt die starke Abhängigkeit der Kopplungsstärke an der Grenzfläche von der Zusammensetzung des Ferrimagneten. Eine Erklärung für das beobachtete Verhalten konnte durch XMCD-Untersuchungen gegeben werden. Unter Einsatz von zirkular polarisiertem Röntgenlicht (einer Polarisationsrichtung) wurden Hysteresen für die Elemente Tb, Co und Fe aufgenommen. Die zum Anregen der jeweiligen Übergänge notwendigen Energien wurden bereits in Abschnitt 4.3.2 vorgestellt. Die Schaltfelder des Ferromagneten ( $[\text{Co}/\text{Pt}]$ ) liegen immer unterhalb des maximal anlegbaren Magnetfeldes. Gilt dieses auch für die SE-ÜM-Legierungen, so beobachtet man, dass die Untergitter von Tb und den 3d-Elementen im energetisch „günstigen“ Zustand immer antiparallel zueinander orientiert sind. Das Ummagnetisierungsverhalten der magnetischen Untergitter im Ferrimagneten ist dabei identisch. Dieses Verhalten wurde auch ausführlich von Schubert *et al.* diskutiert. [17] Die darin vorgestellten Ergebnisse sind mit denen im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Resultate vergleichbar und werden folglich nicht gezeigt. Zusätzlich ist zu erwarten, dass bei Aufnahme der verschobenen Teilhysteresen des Ferromagneten, ein Teil des an der Grenzfläche befindlichen Ferrimagneten ( $d_{\text{Ferri-DW}}$ ) stark an die  $[\text{Co}/\text{Pt}]$ -Multilage gekoppelt ist und mitdreht. Es kommt zur Bildung einer Domänenwand im Ferrimagneten. Folglich sollten Hysteresen, aufgenommen an der Fe- und Tb-Energiekante, ebenfalls eine derartige Verschiebung zeigen. Der verbleibende Teil des Ferrimagneten kann nicht im externen Feld umorientiert werden und dient als festhaltende Schicht. Exemplarisch sind für den beschriebenen Fall die elementspezifischen Hysteresen, aufgenommen an der Fe, Co und Tb-Energiekante, für  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{30}\text{Fe}_{44}/[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  bei  $T = 120\text{ K}$  in Abb. 6.9 gezeigt. Das detektierte Signal für Tb und Fe stammt ausschließlich von der gekoppelten Schicht des Ferrimagneten. Das Co-Signal hingegen wird hauptsächlich von der  $[\text{Co}/\text{Pt}]$ -Multilage erzeugt. Die aufgenommenen Hysteresen zeigen, dass mit dem zur Verfügung stehenden Feld eine Sättigung der Teilhysterese erreicht werden kann. Aus den für Fe und Tb aufgenommenen Intensitäten

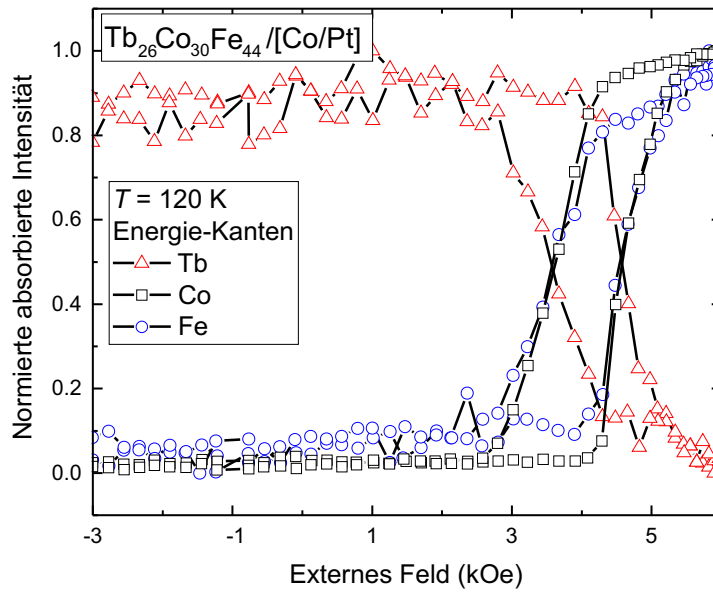


ABBILDUNG 6.9: XMCD-Hysteresen von  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{30}\text{Fe}_{44}/[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  aufgenommen bei  $T = 120\text{ K}$  an der Fe, Co- und Tb-Energiekante.

der Teilhysteresen kann, abhängig von der Temperatur, die Dicke des mitgedrehten Teils des Ferrimagneten, über

$$d_{\text{Ferri-DW}} = d_{\text{Ferri}} \cdot \frac{\ln \frac{I^+}{I^-}(\text{Ferri-DW})}{\ln \frac{I^+}{I^-}(\text{Ferri})} \quad (6.1)$$

berechnet werden. Dies erfolgt durch den Vergleich der absorbierten Intensitäten ( $I^{+/-}$ ) für unterschiedliche Feldrichtungen zum einen für den gesamten im externen Feld gedrehten Ferrimagneten ( $d_{\text{Ferri}} = 20\text{ nm}$ ) mit den Werten für die anteilig mitgedrehte Schicht ( $d_{\text{Ferri-DW}}$ ). Diese wurden bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen. Hierbei ist zu bemerken, dass es sich ausschließlich um eine untere Abschätzung der Dicke  $d_{\text{Ferri-DW}}$  handelt, da durch die Ausbildung einer Domänenwand im Ferrimagnet nicht alle magnetischen Momente kollinear zum angelegten Feld ausgerichtet sind. Diese Momente tragen mit einem geringeren Beitrag zum Signal bei. Weitere Faktoren wie die sperimagnetische Natur der Legierungen verursachen nicht abschätzbare Fehler. Die ermittelten Schichtdicken  $d_{\text{Ferri-DW}}$  sind für zwei Heterostrukturen mit Tb-dominanten Ferrimagneten ( $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{30}\text{Fe}_{44}$  und  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_9\text{Fe}_{65}$ ) bei unterschiedlichen Temperaturen in Abb. 6.10 zusammen mit den bestimmten Austauschfeldern zusammengefasst. Die Studie zeigt, dass mit steigendem Co-Anteil in der Legierung und hin zu tiefen Temperaturen ein zunehmendes Austauschfeld beobachtet wird. Gleichzeitig nimmt die effektive Dicke des mitgedrehten Anteils des Ferrimagneten von  $d = 1.5\text{ nm}$  auf  $d = 0.8\text{ nm}$  ab. Dies kann damit erklärt werden, dass mit zunehmender Anisotropie des Ferrimagneten eine Verschiebung der entstehenden Domänenwand in Richtung der weicherer [Co/Pt]-Multilagen zu erwarten ist. [173] Die höheren Austauschfelder sind mit einer steigenden Domänenwandenergie verbunden. Dies hängt

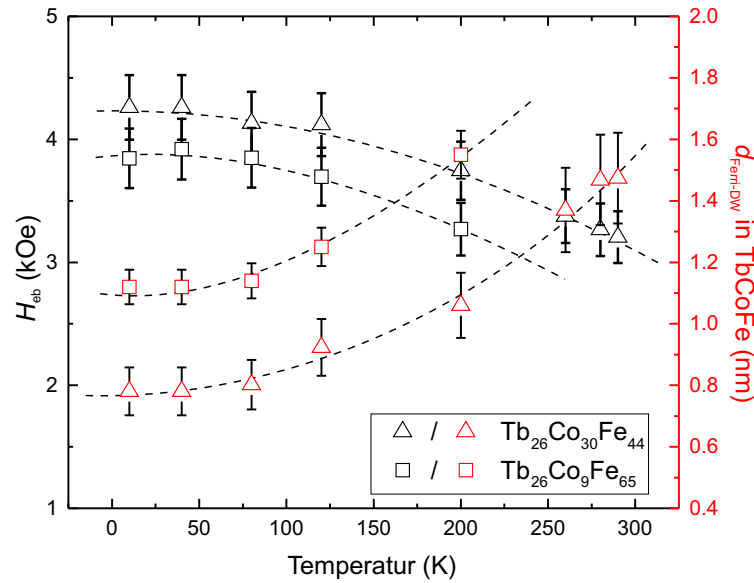


ABBILDUNG 6.10: Austauschfelder  $H_{\text{ex}}$  und Schichtdicke  $d_{\text{Ferri-DW}}$  des anteilig mitgedrehten Ferrimagneten bei Umlagerung der  $[\text{Co}/\text{Pt}]$ -Multilage, in Abhängigkeit von der Temperatur. Diese wurden für zwei Heterostrukturen  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{30}\text{Fe}_{44}/[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  und  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_9\text{Fe}_{65}/[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  bestimmt.

typischerweise von der effektiven Steifigkeit  $A_{\text{eff}}$  und effektiven magnetischen Anisotropie  $K_{\text{eff}}$  beider beteiligten Schichten an der Grenzfläche ab. Jedoch konnte über XMCD-Untersuchungen gezeigt werden, dass die entstehende Domänenwand vordergründig im Ferrimagneten lokalisiert ist. Folglich sind dessen intrinsische magnetische Eigenschaften hauptsächlich als Ursache für die Abhängigkeiten der analysierten Austauschfelder zu betrachten. Neben dem Anstieg der  $K_{\text{U}}$ -Werte der ternären Legierungen mit steigendem Co-Anteil und hin zu tiefen Temperaturen wurde eine Temperaturabhängigkeit für die Steifigkeit diskutiert. [85]–[87] Jedoch kann damit nicht das Verhalten der Austauschfelder in Abb. 6.6 mit steigendem Co-Anteil und  $x_{\text{Tb}} \geq 22$  at.% erklärt werden. Allerdings kann die von Hansen und Clausen beschriebene Abhängigkeit der Austauschintegrale und damit verbundene Steifigkeit der ÜM-Paare vom SE-Anteil in ternären GdCoFe-Ferrimagneten als Erklärung genutzt werden. Sie nutzten hierfür ein analytisches Molekularfeld-Modell. [28] Dieses zeigt, dass bei einem steigenden Gehalt von Gd in der Zusammensetzung die Austauschkopplung zwischen den Fe-Paaren ansteigt und die der Co-Paare im Gegenzug abnimmt (Abb. 6.11). Während für die Gd-ÜM-Paare eine Unabhängigkeit der Kopplungsstärke vom Seltenerd-Gehalt gefunden werden konnte, wurden die Kopplungsstärken für Gd-Paare als vernachlässigbar angenommen. Es ist anzunehmen, dass diese für die binären GdCo- und GdFe-System beschriebenen Kopplungsabhängigkeiten vom SE-Anteil und dem Fe- bzw. Co-Anteil auch auf ternäre TbCoFe-Legierungen übertragen werden können. Für den Zusammensetzungsbereich der ternären TbCoFe Legierung, der für diesen Abschnitt relevant ist, folgt: Mit Zunahme des Tb-Anteils von  $x_{\text{Tb}} = 18$  auf 26 at.% nimmt die Kopplungsstärke der Fe-Paare zu und die der Co-Paare im Gegenzug ab. Wird nun stetig Fe mit Co

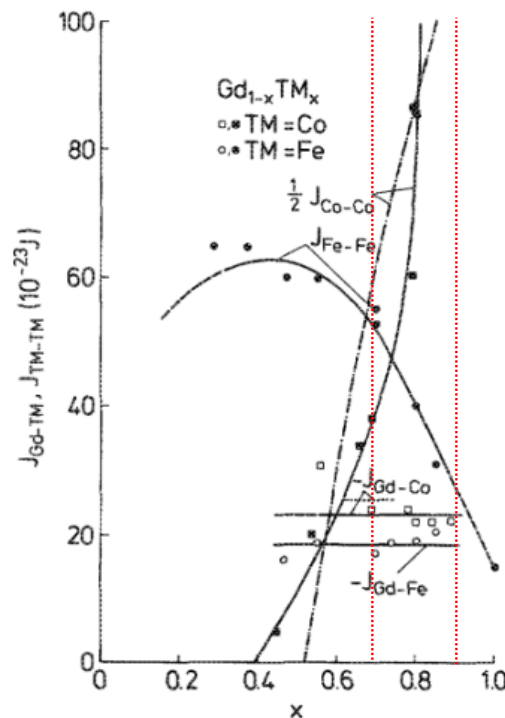


ABBILDUNG 6.11: Experimentell bestimmte (mit Punkten gekennzeichnet) und simulierte (mit Linien gekennzeichnet) zwischenatomare Austauschkopplungsstärke für GdCo(Fe)-Legierungen in Abhängigkeit vom Gehalt des 3d-Übergangsmetalls. [28] Der für die vorliegende Arbeit interessante Zusammensetzungsbereich ist mit vertikalen, gestrichelten, roten Linien gekennzeichnet.

ersetzt, existiert für  $x_{\text{Tb}} \geq 22$  at.% ein kritisches Verhältnis von Fe- zu Co-Paaren in der Legierung, bei dem die abnehmende Kopplungsstärke der Co-Paare ebenfalls zur Abnahme der Gesamtkopplungsstärke in der Legierung führen sollte. Umso höher nun der Tb-Anteil gewählt wird, desto weniger Co ist in der Legierung erforderlich, damit dieser kritische Punkt erreicht werden kann. Das hierbei angenommene Verhalten der interatomaren Kopplungsstärke in den ternären ferrimagnetischen Legierungen korreliert mit den beobachteten Austauschfeldern für gekoppelte  $\text{Tb}_x\text{Co}_y\text{Fe}_{100-x-y}/[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ -Heterostrukturen mit  $x_{\text{Tb}} = 18, 22$  und  $26$  at.% und einem variierenden Co/Fe-Verhältnis (Abb. 6.8 (a)). Folglich ist die Kopplungsstärke an der Grenzschicht zwischen FM/FI nicht allein ausschlaggebend für die detektierten Austauschfelder. Ebenfalls die intrinsischen Kopplungseigenschaften des Ferrimagneten sind von Bedeutung, da die Domänenwand, nach umorientieren des Ferromagneten, hauptsächlich im Ferrimagneten vorliegt. Die hier vorgestellten Ergebnisse wurden bereits in [235] veröffentlicht und in Zusammenarbeit mit Simon Böttger im Rahmen seiner Masterarbeit erarbeitet. [236]





## Kapitel 7

# Heterostrukturen von TbFe(Co) mit unterschiedlichen [Co/Pt]-Multilagen

In Kapitel 6 wurde der Einfluss der magnetischen Eigenschaften von ferrimagnetischen Schichten auf das Austauschfeld in ferri-/ferromagnetischen Heterostrukturen untersucht. Darauf aufbauend soll in diesem Kapitel der Ferromagnet in seinen magnetischen Eigenschaften in einer großen Bandbreite variiert werden. Es werden erneut [Co/Pt]-Multilagen eingesetzt, wobei die ferromagnetischen Eigenschaften durch die Bilagenanzahl und zusätzlich durch die Einzelschichtdicken der Co-Lagen variiert wurden. Des Weiteren wurden Ir- und Ru-Zwischenschichten eingesetzt, um das Schaltverhalten und das Austauschfeld weiter zu modifizieren.

### 7.1 Magnetische Eigenschaften der ferro- und ferrimagnetischen Einzelschichtsysteme

Um die gekoppelten Systeme verstehen zu können, sind zunächst Analysen der Einzelschichten vorab erforderlich. Die komplette Serie der jeweiligen ferro- und ferrimagnetische Einzelschichten, sowie die gekoppelten Systeme (FM/FI) wurden bei Raumtemperatur unter identischen Prozessparametern mittels Magnetronspütern hergestellt. Bei einem Basisdruck von  $1.5 \cdot 10^{-8}$  mbar und einem Argon-Prozessgasdruck von  $1.5 \cdot 10^{-3}$  mbar erfolgte unter einer stetigen Rotation des Substrattellers die Abscheidung der Schichten auf thermisch oxidierten (100 nm) Silizium (001) Substraten (p-dotiert). Als Schutz- und Keimschicht wurden jeweils 5 nm dicke Platinschichten eingesetzt. Teilweise wurde zusätzlich eine Rutheniumschicht direkt auf das Substrat abgeschieden, um die zuvor erwähnte Blasenbildung (siehe Abschnitt 5.1) zu vermeiden und eine bessere Schichthaftung zu erhalten.

Es wurden vier verschiedene [Co/Pt]-Multilagensysteme hergestellt:  $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$ ,  $[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ ,  $[\text{Co}(5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  und  $[\text{Co}(7.5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_7$ . Die Sättigungsmagnetisierung sollte bei den gewählten Systemen keine zu großen Abweichungen voneinander aufweisen. Hierbei muss beachtet werden, dass neben der Magnetisierung der Co-Schichten,

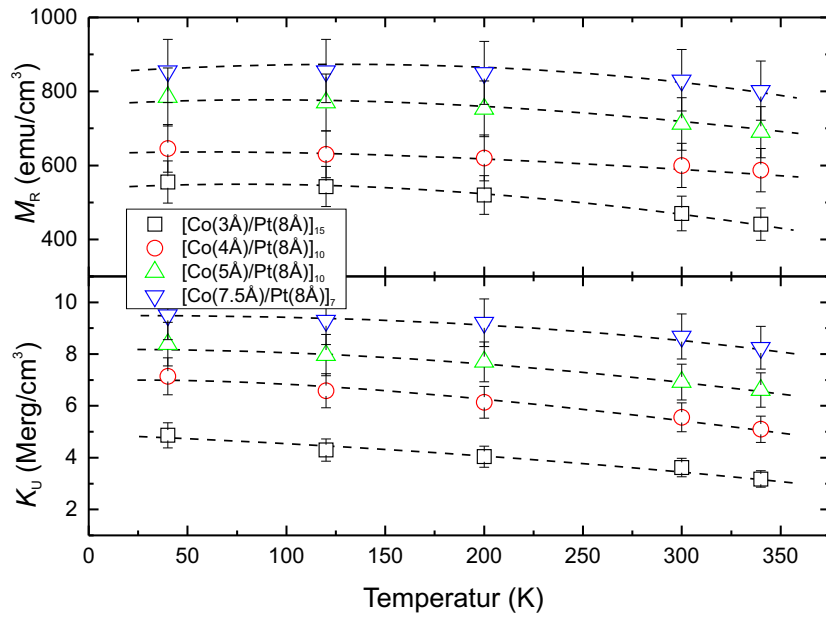


ABBILDUNG 7.1: Temperaturabhängigkeit der remanenten Magnetisierung  $M_R$  und uniaxialer magnetische Anisotropie  $K_U$  für verschiedenen [Co/Pt]-Multilagen ( $[\text{Co}(3\text{\AA})\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$ ,  $[\text{Co}(4\text{\AA})\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ ,  $[\text{Co}(5\text{\AA})\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  und  $[\text{Co}(7.5\text{\AA})\text{Pt}(8\text{\AA})]_7$ ).

ein zusätzlicher Beitrag zur Gesamtmagnetisierung aus den angrenzenden polarisierten Pt-Schichten resultiert. [237]–[239] Die Werte der Magnetisierung wurden bei unterschiedlichen Temperaturen aus den aufgenommenen  $M(H)$ -Hysteresen bestimmt, die mittels einem SQUID-VSM in der in- und out-of-plane Geometrie gemessen wurden. Eine Berechnung der  $K_U$ -Werte erfolgte nach Gleichung 5.1. Alle Proben zeigen eine senkrecht zur Filmebene orientierte Anisotropieachse und  $\frac{M_R}{M_S} = 1$ . Die zugehörigen magnetischen Eigenschaften sind in Abb. 7.1 dargestellt. Eine geringe Zunahme von  $M_R$  und  $K_U$  zu tiefen Temperaturen ist für alle Schichten zu beobachten. Auch bietet die Serie ein breites Spektrum an magnetischen Eigenschaften:  $400 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3} < M_R < 900 \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3}$  und  $3 \frac{\text{Merg}}{\text{cm}^3} < K_U < 10 \frac{\text{Merg}}{\text{cm}^3}$ . Aus der Grafik ist zusätzlich zu entnehmen, dass mit zunehmender Dicke der Co-Einzelschicht bei einer konstanten Temperatur ein stetiges Ansteigen von  $M_R$  zu verzeichnen ist. Somit konnte nicht das gewünschte Resultat einer ähnlichen Magnetisierung erreicht werden.

In Abb. 7.2 sind beispielhaft für zwei Multilagensysteme die out-of-plane Hysteresen bei  $T = 300 \text{ K}$  gezeigt. Zusätzlich sind MFM-Aufnahmen der entmagnetisierten Proben von  $[\text{Co}(3\text{\AA})\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$  und  $[\text{Co}(7.5\text{\AA})\text{Pt}(8\text{\AA})]_7$  beigefügt. Aus diesen ist der zu erwartende Multidomänenzustand zu erkennen. Das [Co/Pt]-Multilagensystem mit der höheren magnetischen Anisotropie ( $[\text{Co}(7.5\text{\AA})\text{Pt}(8\text{\AA})]_7$ ) zeigt die größeren Domänen. Es ist davon auszugehen, dass die Ausbildung von Domänenwänden in diesem System mehr Energie erfordert und folglich die auftretenden Streufelder eine untergeordnete Rolle spielen. Entsprechend Gleichung 7.1 ist neben der Anisotropie der Multilage auch die Steifigkeit  $A$  zu beachten. [240]

$$E_{\text{Bloch}} = 4 \cdot \sqrt{K_U \cdot A} \quad (7.1)$$

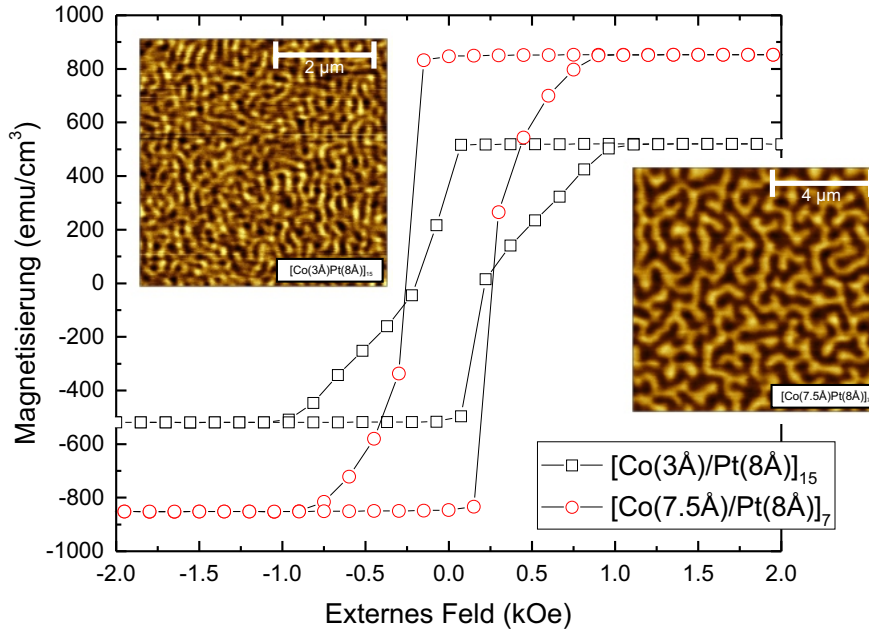


ABBILDUNG 7.2: Out-of-plane Hysteresen von  $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$  und  $[\text{Co}(7.5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_7$ -Multilagen aufgenommen bei  $T = 300\text{ K}$ . Zusätzlich sind die zugehörigen MFM-Aufnahmen nach Entmagnetisierung der Proben gezeigt.

Hierzu ist bekannt, dass mit einer Zunahme der Co-Einzelschichtdicke auch die Curie-Temperatur der Multilagen ansteigt. [241] Über den Zusammenhang von  $T_{\text{Curie}}$  und  $A$  ist davon auszugehen, dass mit steigender Co-Schichtdicke die Steifigkeit der Multilagen ebenfalls zunimmt. [83]

Für die ferrimagnetischen Schichten wurden Zusammensetzungen gewählt bei denen man erwartet, dass die Magnetisierung für den untersuchten Temperaturbereich ausschließlich von einem Untergitter dominiert (Tb- oder 3d-dominant) wird. Neben den 20 nm dicken TbFe-Schichten ( $\text{Tb}_{18}\text{Fe}_{82}$  und  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$ ) wurde auch eine Serie mit 20 nm dicken TbCo-Schichten ( $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{82}$  und  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$ ) hergestellt. Aus den in Abb. 7.3 gezeigten  $M(T)$ -Kurven ist zu sehen, dass die  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{82}$ -Schicht einen Kompensationspunkt bei  $T_{\text{Komp}} = 125\text{ K}$  aufweist und folglich nicht nur von einem magnetischen Untergitter über den gesamten Temperaturbereich dominiert wird. Zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften wurden für alle Schichten die in- und out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen temperaturabhängig (340 – 40 K) aufgenommen. Hierbei zeigen alle Schichten und bei allen Temperaturen eine senkrecht zur Filmebene orientierte Anisotropieachse. Das für  $M_R$  ( $M(T)$ -Kurven) und  $H_C$  gezeigte Verhalten (Abb. 7.3) stimmt mit den in Kapitel 5.2 (Abb. 5.15 und Abb. 5.17) vorgestellten Ergebnissen überein.

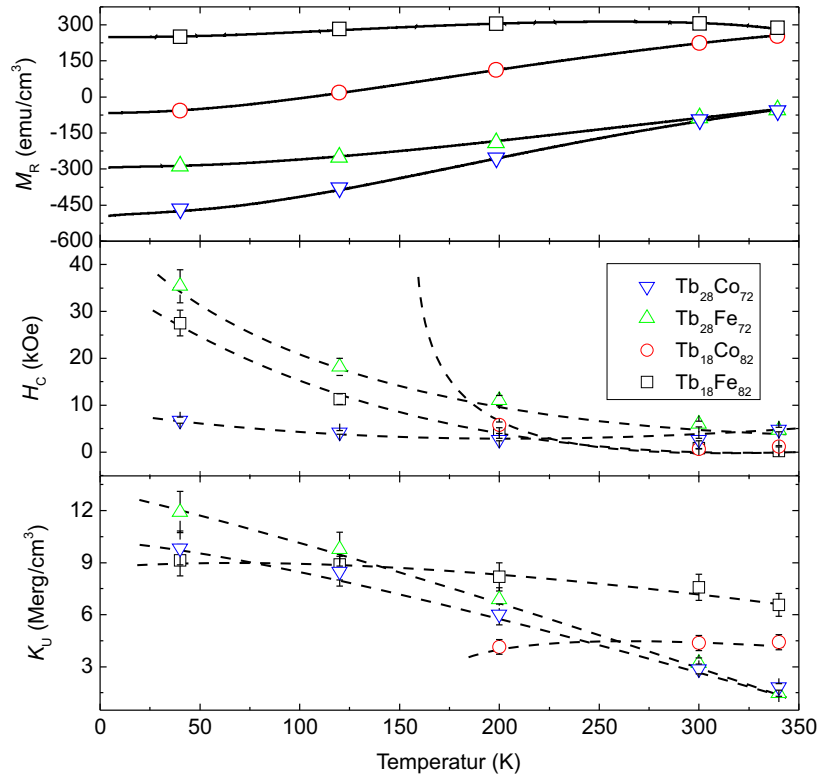


ABBILDUNG 7.3: Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften ( $M_R$  ( $M(T)$ -Kurven),  $H_C$  und  $K_U$ ) der binären 20 nm dicken ferrimagnetischen Schichten ( $Tb_{18}Fe_{82}$ ,  $Tb_{18}Co_{82}$ ,  $Tb_{28}Fe_{72}$  und  $Tb_{28}Co_{72}$ )

## 7.2 Magnetische Eigenschaften der gekoppelten Heterostrukturen

Während in Kapitel 6 vordergründig die verschobenen Teilhysterese des Ferromagneten näher untersucht wurden, werden nun zusätzlich die den Ferrimagneten zugeordneten Teilhysterese diskutiert. Bei der Herstellung der gekoppelten Systeme wurde immer zuerst die [Co/Pt]-Multilagenschicht abgeschieden und auf diesen die ferrimagnetische Schicht. Dabei grenzte die letzte Co-Lage immer direkt an die SE-ÜM-Legierung. SQUID-VSM-Hysterese in der out-of-plane Geometrie wurden temperaturabhängig (340 – 40 K) aufgenommen. Untersuchungen des kompletten Ummagnetisierungsverhaltens sowie der Teilhysterese der weicheren Schicht wurden durchgeführt. Die verschobene Teilhysterese des Ferrimagneten kann ausschließlich für Heterostrukturen mit einer Tb-dominanten Legierung beobachtet werden. Hierbei liegt eine antiferromagnetische Ausrichtung der resultierenden Magnetisierungen der jeweiligen Schichten im Nullfeld vor (siehe Kapitel 6.1). Weisen die Hysterese drei Stufen zur vollständigen Ummagnetisierung der Bilage auf, wird zuerst der Ferrimagnet aus dem gesättigten Zustand bei Reduzierung des Feldes gedreht. Bei einem zweistufigen Schaltprozess hingegen richtet sich der Ferromagnet zuerst im positiven Feldbereich aus der Sättigung kommend entgegen dem wirkenden Feld aus. In Abb. 7.4 sind diese zwei Fälle für  $Tb_{28}Fe_{72}/[Co(3\text{\AA})/Pt(8\text{\AA})]_{15}$  bei  $T = 340$  und  $260$  K gezeigt. Bei 340 K von der positiven Sättigung ausgehend, bei der an der Grenzfläche eine Domänenwand vorliegt, führt eine Reduzierung des externen Feldes zu einer Ummagnetisierung des Ferrimagneten mit einer

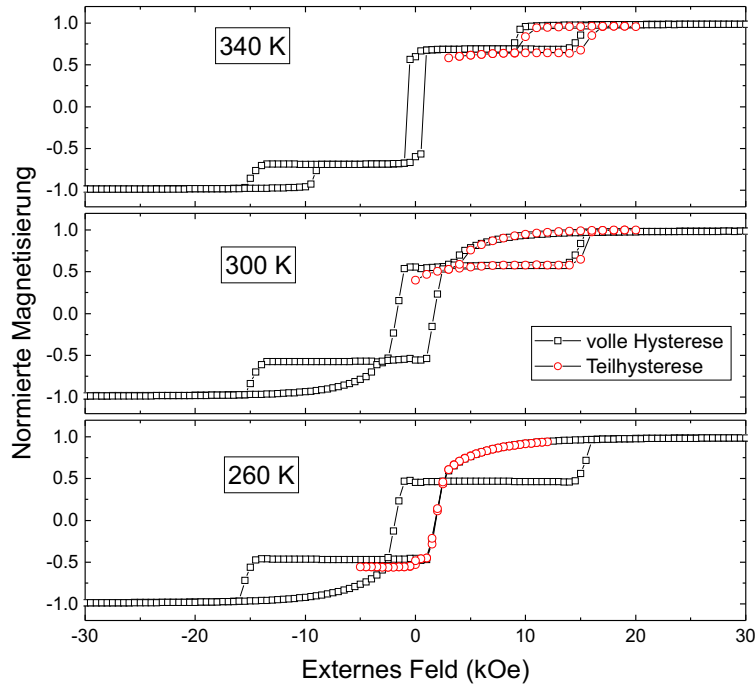


ABBILDUNG 7.4: Vollständige  $M(H)$ -Hysteresen (schwarze Quadrate) und Teilhysteresen (rote Kreise) der  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}/[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$ -Heterostruktur bei verschiedenen Temperaturen.

schmalen Schaltfeldverteilung. Die Domänenwand wird dabei annihiliert. Erst bei negativen Feldern drehen die gekoppelten Schichten miteinander, unter Beibehaltung der relativen Orientierung der Magnetisierungen und bei weiter steigenden negativen Feldern bricht die energetisch „begünstigte“ Kopplung wieder auf. Bei  $T \leq 260\text{ K}$  hingegen beobachtet man eine sukzessive Abnahme der Magnetisierung mit geringer werdenden externen Feldern, welches den Verlauf der magnetischen Umorientierung der  $[\text{Co}/\text{Pt}]$ -Multilage kennzeichnet. In der Multilage entstehen hierbei immer mehr Nukleationszentren, die den Umagnetisierungsprozess einleiten. Zusätzlich kann ein besonderes Verhalten bei  $T = 300\text{ K}$  beobachtet werden. Es scheint in diesem Fall eine Kombination der beiden zuvor beschriebenen Schaltprozesse vorzuliegen.

Um zu erklären, unter welchen Voraussetzungen der Ferri- oder Ferromagnet zuerst im gekoppelten System umorientiert, müssen verschiedene Aspekte in Betracht gezogen werden. Insbesondere sind hierbei die auftretenden Energiebeiträge (Zeeman-, Anisotropie-, Domänenwand- und Austauschenergie) zu berücksichtigen. Diese Energieterme hängen von den magnetischen Eigenschaften der beteiligten Einzelschichten und der Stärke des angelegten Feldes ab. Während in den meisten Fällen der Fokus auf die Anisotropie und Magnetisierung gelegt wird, müssen zusätzlich noch die Steifigkeitswerte der Schichten beachtet werden. Da im Rahmen dieser Arbeit diese nicht für die vorliegenden Systeme bestimmt werden konnten, können nur Annahmen hierzu getroffen werden, die das zu beobachtende Verhalten qualitativ erklären. Wie bereits diskutiert, kann nur für Heterostrukturen mit einer Tb-dominanten Legierung der Ferrimagnet als „Weichmagnet“ agieren und verschoben werden. Beispielfhaft sind in Abb. 7.5 die Teilhysteresen des gekoppelten Systems von

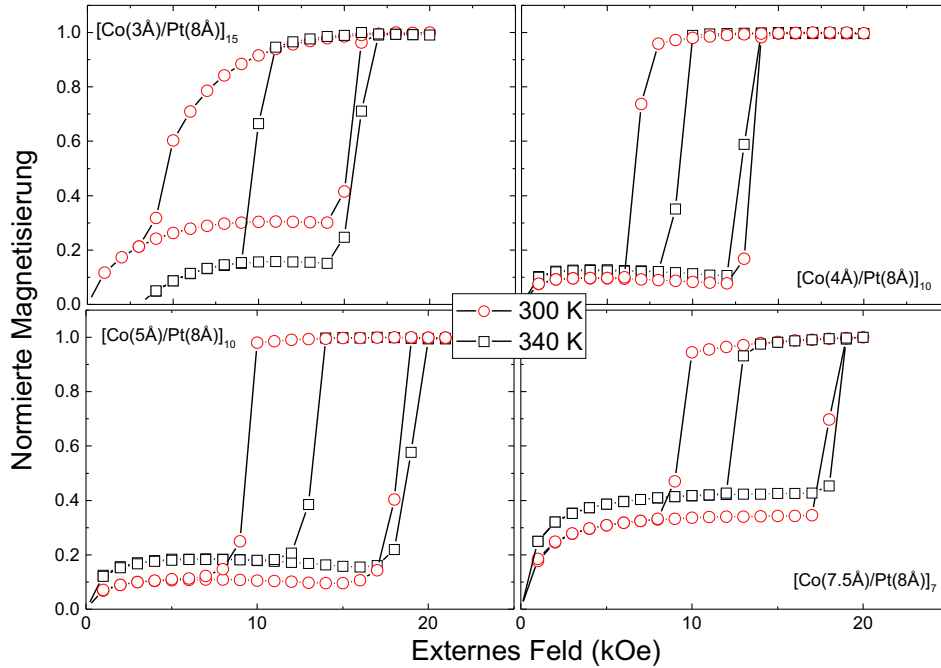


ABBILDUNG 7.5:  $M(H)$ -Teilhysterese zeigen den Ummagnetisierungsprozess der ferrimagnetischen  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}$ -Schicht für gekoppelte Heterostrukturen mit unterschiedlichen [Co/Pt]-Multilagen bei  $T = 340$  und  $300$  K.

$\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}$  mit vier verschiedenen [Co/Pt]-Multilagen bei  $T = 340$  und  $300$  K gezeigt. Weitestgehend zeigen die aufgenommenen Kurven eine rechteckige Form und keine breiten Schaltfeldverteilungen. Lediglich das gekoppelte System mit  $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$  bei  $T = 300$  K weicht von diesem Verhalten, wie bereits zuvor diskutiert wurde, ab.

In Abb. 7.6 sind alle aus den Teilhysterese des Ferrimagneten bestimmten Austauschfelder für die gekoppelten Systeme mit  $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$  und  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}$  aufgeführt. Eine wichtige erste Erkenntnis ist, dass unabhängig welcher Ferromagnet der vorgestellten Serie an den Ferrimagneten gekoppelt wird, für  $T < 260$  K alle Teilhysterese ausschließlich dem Umorientierungsverhalten der [Co/Pt]-Multilagen zugeordnet werden können.

Der Übersichtlichkeit halber werden erst die Ergebnisse des Kopplungsverhaltens mit einer  $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$ -Schicht diskutiert. Zwar sind zwei oder drei Messpunkte nicht ausreichend, um ein genaues Verhalten zu belegen, jedoch ist zumindest eine Tendenz zu erkennen. Alle Austauschfelder, die bei  $T = 340$  K aufgenommen wurden, liegen oberhalb derer bei  $T = 300$  K (bzw.  $T = 260$  K) ermittelten Werte. Begründet werden kann dieses Verhalten über die stark abnehmenden Anisotropie- und Magnetisierungswerte der Ferrimagnete mit steigender Temperatur. Die für Anisotropie- und Zeeman-Energie zugehörigen Terme nehmen folglich betragsmäßig ab. Aus dem gesättigten Zustand begonnen, übersteigt die Austauschkopplung an der Grenzfläche diese Energiebeiträge bereits bei höheren externen Feldern und der energetisch „bevorzugte“ Zustand (parallele Ausrichtung der 3d-Momente und antiparallele Ausrichtung der 3d- und Tb-Momente beider Schichten zueinander) wird durch den Ummagnetisierungsprozess erreicht. Zusätzlich ist ein systematisches Verhalten der  $H_{\text{eb}}$ -Werte zu beobachten: Mit steigender Sättigungsmagnetisierung und  $K_{\text{U}}$ -Werten der

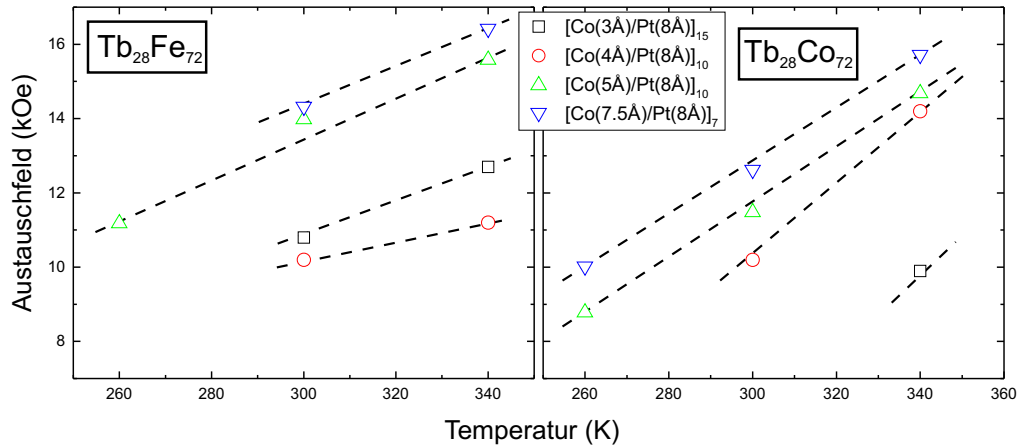


ABBILDUNG 7.6: Temperaturabhängigkeit der Austauschfelder von  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}$  und  $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$  gekoppelt mit unterschiedlichen [Co/Pt]-Multilagen ( $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$ ,  $[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ ,  $[\text{Co}(5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  und  $[\text{Co}(7.5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_7$ ). Hierbei handelt es sich ausschließlich um die Austauschfelder, die den Teilhysterese des Ferrimagneten zugeordnet werden.

Multilagen nehmen auch die Austauschfelder des Ferrimagneten zu. Folglich besteht ein direkter Zusammenhang zwischen den aufgenommenen Austauschfeldern des Ferrimagneten und den magnetischen Eigenschaften ( $M_S$  und  $K_U$ ) des Ferromagneten. Im Sättigungszustand ist daraufhin zu erwarten, dass die entstehende Domänenwand sich hauptsächlich an der Grenzfläche oder im Ferromagneten ausbildet und nicht vorwiegend im Ferrimagneten liegt, wie es in Abschnitt 6.1 vorgestellt wurde.

Zurück zu der Diskussion, wann der Ferri- oder Ferromagnet in der Heterostruktur als „Weichmagnet“ agiert. Eine Antwort kann unter anderem über den Vergleich der vorliegenden Anisotropiewerte der Einzelschichtsysteme und der Annahme, dass die Schicht mit größerem  $K_U$  als festhaltende Schicht dient, gegeben werden. [Co/Pt]-Multilagen mit dickeren Co-Einzelschichten weisen ansteigende Anisotropiewerte auf (siehe Abb. 7.1). Damit kann erklärt werden, weshalb Multilagen mit Co-Schichtdicken  $> 4\text{\AA}$  noch bei  $T = 260\text{ K}$  als Hartmagnet fungieren. Zeigen die gekoppelten Schichten hingegen vergleichbare  $K_U$ -Werte, nehmen Parameter wie die Steifigkeit  $A$  vermehrt Einfluss.  $A$  wirkt sich nach Gleichung 7.1 neben  $K_U$  auf die benötigte Energie aus, um eine Domäne zu nukleieren. Zusätzlich liegt in den vorgestellten Heterostrukturen im gesättigten Zustand an der Grenzfläche eine Domänenwand vor. In welche Schicht diese, unter Wirkung eines externen Feldes propagiert, hängt neben den Einzelschichteigenschaften ( $K_U$  und  $A$ ) ebenfalls von der Austauschkopplung zwischen diesen und von der wirkenden Zeeman-Energie ab.

Anders, als zuvor diskutiert, verhält es sich für Heterostrukturen gekoppelt mit  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}$ . Diese zeigen kein systematisches Verhalten (siehe Abb. 7.6). Die Austauschfelder folgen nicht unmittelbar den magnetischen Eigenschaften der Multilagen und die Übergangstemperatur bei der eine verschobene Teilhysterese des Ferri- oder Ferromagneten auftritt, korreliert nicht mit den Anisotropiewerten. Die beiden Ferrimagnete TbFe und TbCo unterscheiden sich im vorgestellten Temperaturbereich nur geringfügig in  $K_U$ ,  $M_R$  und  $H_C$  (Vergleich



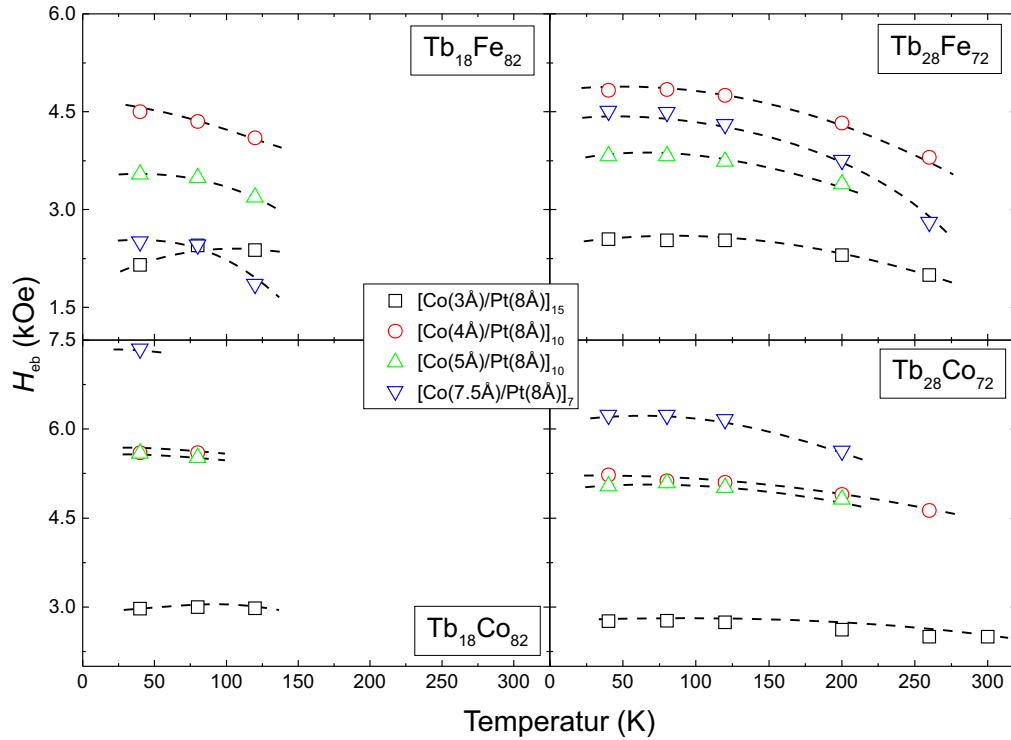


ABBILDUNG 7.7: Temperaturabhängigkeit der Austauschfelder  $H_{\text{ex}}$  für die vier verschiedenen [Co/Pt]-Multilagen ( $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$ ,  $[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ ,  $[\text{Co}(5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ ,  $[\text{Co}(7.5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_7$ ) gekoppelt mit ferrimagnetischen  $\text{Tb}_{18}\text{Fe}_{82}$ ,  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}$ ,  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{82}$ ,  $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$ -Schichten. Hierbei handelt es sich ausschließlich um die Austauschfelder, die den Teilhysterese des Ferromagneten zugeordnet werden.

Abb. 7.3). Bei der Steifigkeit sollten die Werte für Co-basierte Systeme, trotz des Einflusses von Tb auf das interatomare Kopplungsverhalten (siehe Kapitel 6.1), jedoch deutlich höher liegen im Vergleich zu Fe-basierten Systemen. Folglich ist es schwerer eine Domänenwand in den Co-basierten Ferrimagneten zu drücken. Mit dieser Annahme kann unter anderem erklärt werden, warum der Ferrimagnet in  $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}/[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$  bei  $T = 300\text{ K}$  bereits als Hartmagnet wirkt und eine verschobene Teilhysterese des Ferromagneten erzeugt, ganz im Gegensatz zu  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}/[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$ .

Zusammenfassend ist für die Teilhysterese der Tb-dominanten Ferrimagnete zu sagen, dass eine Vielzahl von Parametern zu beachten sind, um das auftretende Schaltverhalten zu erklären. Zusätzlich wird ersichtlich, dass gekoppelte Systeme mit TbFe-Legierungen kein systematisches Ummagnetisierungsverhalten zeigen, im Gegensatz zu den Heterostrukturen mit TbCo. Eine Erklärung für den auftretenden Unterschied wird später vorgestellt.

Im weiteren Verlauf werden neben den Tb-dominanten ebenfalls die 3d-dominanten



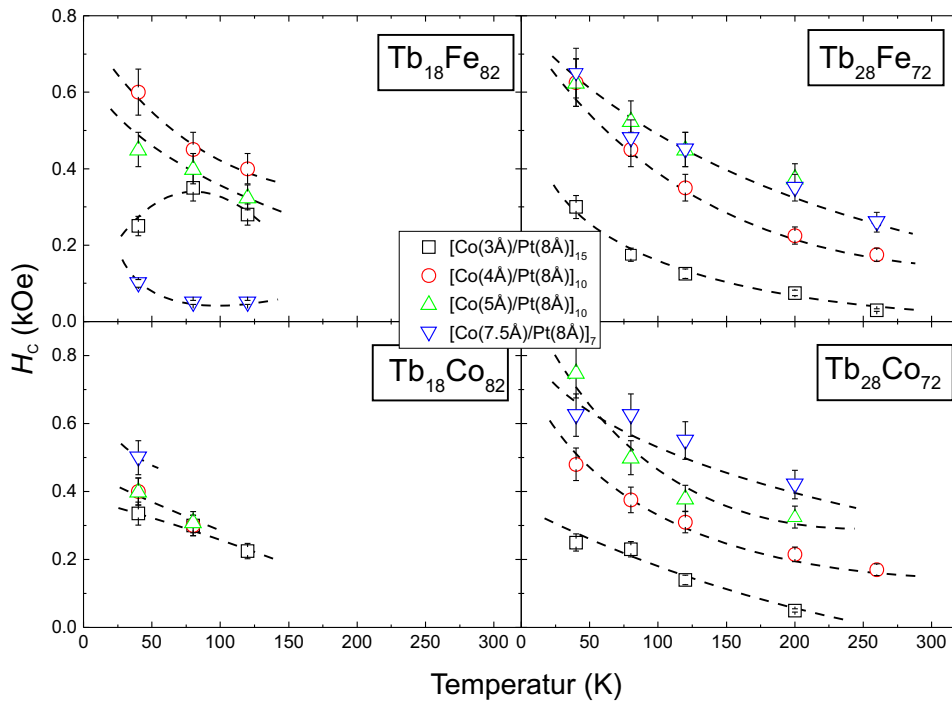


ABBILDUNG 7.8: Temperaturabhängigkeit der Koerzitivfeldstärken der Teilhysterese von [Co/Pt]-Multilagen ( $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$ ,  $[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ ,  $[\text{Co}(5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  und  $[\text{Co}(7.5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_7$ ) gekoppelt mit  $\text{Tb}_{18}\text{Fe}_{82}$ ,  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}$ ,  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{82}$ ,  $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$ -Schichten.

Ferrimagnete in Betracht gezogen und es werden ausschließlich die aufgenommenen Austauschfelder, die aus den verschobenen Teilhysterese der Ferromagneten resultieren, diskutiert. Für Temperaturen  $T < 260$  K ist vorwiegend die verschobene Teilhysterese des Ferromagneten im gekoppelten FM/FI-System zu beobachten. In Abb. 7.7 sind temperaturabhängig die zugehörigen Austauschfelder dargestellt. Auch in diesem Fall zeigen Heterostrukturen mit TbCo-Legierungen, unabhängig von deren Zusammensetzung, ein systematisches Verhalten für  $H_{\text{eb}}$ .  $K_{\text{U}}$  und  $A$  der Multilagen steigen mit Zunahme von  $d_{\text{Co}}$  und zu tieferen Temperaturen. Aus Gleichung 3.6 ergibt sich damit ein Anstieg von  $H_{\text{eb}}$ . Zusätzlich wirkt sich auch die Variation der Sättigungsmagnetisierung und die Schichtdicke ( $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$ ,  $[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ ,  $[\text{Co}(5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  und  $[\text{Co}(7.5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_7$  entsprechend zugeordnete Schichtdicke  $d = 16.5, 12.0, 13.0$  und  $11.0$  nm) auf die Austauschfelder aus. Die Erhöhung der Gesamtschichtdicke des Ferromagneten und  $M_{\text{S}}$  führt zum Absinken von  $H_{\text{eb}}$ . Hiermit können die ähnlichen Austauschfelder für  $[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  und  $[\text{Co}(5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  gekoppelt mit Co-basierten Ferrimagneten erklärt werden.

Zusätzlich zeigen die gekoppelten Schichtsysteme mit  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{82}$  und  $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$  eine Abnahme in der Einsatztemperatur für das zweistufige Schaltverhalten mit Zunahme der Anisotropie der Multilagen (siehe Abb. 7.7). Die Austauschfelder von Heterostrukturen mit Co-basierten Legierungen fallen, wie zu erwarten, höher aus gegenüber den Fe-basierten Systemen (Abb. 7.7). Die Hysterese in Heterostrukturen mit  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{82}$  aufgenommen bei höheren Temperaturen zeigen, bedingt durch die geringen Anisotropie- und Magnetisierungswerte der  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{82}$ -Einzelschicht und der starken Austauschkopplung mit den Multilagen, ein

gemeinsames umorientieren der gekoppelten Struktur. Das Verhalten entspricht dem eines „Exchange-Spring“-Magneten (gilt ebenfalls für Heterostrukturen mit Tb<sub>18</sub>Fe<sub>82</sub>). Auch ist zu bemerken, dass die Tb<sub>18</sub>Co<sub>82</sub>-Einzelschicht unterhalb von  $T = 120$  K zwar Tb-dominant ist (Abb. 7.3), jedoch im gekoppelten System mit [Co/Pt]-Multilagen ein 3d-dominantes Schaltverhalten zeigt.

Im Vergleich dazu liegt in Heterostrukturen mit TbFe-Legierungen keine offensichtliche Systematik vor. Jedoch variiert die Einsatztemperatur für das zweistufige Schaltverhalten nicht mit den magnetischen Eigenschaften der [Co/Pt]-Multilagen. Für die Austauschfelder konnten ebenfalls keine plausiblen Zusammenhänge mit den magnetischen Eigenschaften des Ferromagneten gefunden werden. Auffallend ist nur, dass die Austauschfelder der gekoppelten Heterostruktur mit einer [Co(4Å)/Pt(8Å)]<sub>10</sub>-Multilage für beide TbFe-Legierungen maximal sind (Abb. 7.7).

Bei Betrachtung der Koerzitivfeldstärken der verschobenen Hysteresen konnte im vorangegangenen Kapitel der Zusammenhang gezeigt werden, dass mit steigenden Austauschfeldern die Koerzitivität abnimmt. Auch dieses Verhalten kann für die vorgestellte Serie nicht bestätigt werden (siehe Abb. 7.8). Eine Ursache ist bereits im Einzelschichtverhalten der verwendeten Multilagen zu sehen. Diese zeigen eine Zunahme in  $H_C$  zu tiefen Temperaturen und eine deutliche Änderung der Hystereseform in Abhängigkeit von der verwendeten Multilage. Die Zunahme von  $H_C$  zu tiefen Temperaturen ist wohl einer Reduzierung der thermischen Fluktuationen zuzuordnen. Die Ergebnisse in Abb. 7.8 zeigen tendenziell eine Zunahme in  $H_C$  mit steigendem  $H_{eb}$ . Aus dieser Systematik fällt hauptsächlich die Serie der Heterostruktur mit Tb<sub>28</sub>Fe<sub>72</sub>.

In Abb. 7.9 ist ein zusätzlicher Überblick über die Abhängigkeit der Austauschfelder gegeben. In der Grafik werden die Austauschfelder für jeden Ferromagneten in Kombination mit den vier Ferrimagneten gezeigt. In allen vier Serien werden die höchsten Austauschfelder in gekoppelten Schichten mit Tb<sub>18</sub>Co<sub>82</sub> beobachtet. Es ist eine stetige Abnahme der Austauschfelder in Abhängigkeit von dem gekoppelten Ferrimagneten in folgender Reihenfolge: Tb<sub>18</sub>Co<sub>82</sub>, Tb<sub>28</sub>Co<sub>72</sub>, Tb<sub>28</sub>Fe<sub>72</sub> und Tb<sub>18</sub>Fe<sub>82</sub>, zu beobachten. Diese Ergebnisse können mit der in Kapitel 6.1 vorgestellten Diskussion über die Tb-abhängigen Kopplungsstärken von Co-Co und Fe-Fe in amorphen Ferrimagneten erklärt werden. Unter dieser Annahme ist erklärbar, weshalb Tb<sub>28</sub>Fe<sub>72</sub> ein größeres Austauschfeld zeigt gegenüber Tb<sub>18</sub>Fe<sub>82</sub> und es sich für TbCo umgekehrt verhält. Zusätzlich ist auch in dieser vorgestellten Serie mit den unterschiedlichen Ferromagneten davon auszugehen, dass die Domänenwand vorwiegend im Ferrimagneten lokalisiert ist. Jedoch bezieht sich dieses Resultat ausschließlich auf die Austauschfelder, die aus den Teilhysteresen des Ferromagneten gewonnen wurden.

Ein weiterer Aspekt, der bei Betrachtung der Teilhysteresen des Ferromagneten in Abb. 7.10 auffällt, sind die teilweise starken Unterschiede im Verlauf des Magnetisierungsverhaltens. Während für gekoppelte Systeme mit [Co(3Å)/Pt(8Å)]<sub>15</sub> keine markanten Unterschiede in den austauschverschobenen Hysteresen zu beobachten sind, zeigen sich für Heterostrukturen mit [Co(7.5Å)/Pt(8Å)]<sub>7</sub> hingegen starke Änderungen im Hystereseverlauf in Abhängigkeit vom gekoppelten Ferrimagneten. Die für TbCo-Legierungen aufgenommenen Teilhysteresen zeigen eine nahezu rechteckige Form mit einem schmalen Schaltfeld.

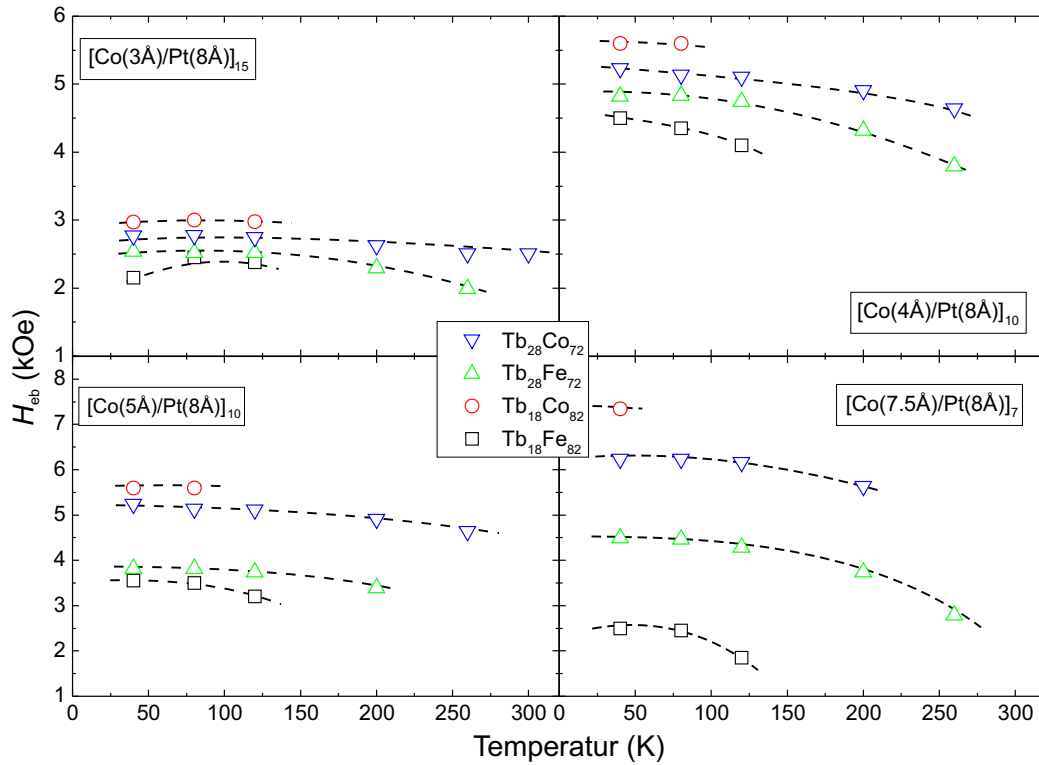


ABBILDUNG 7.9: Temperaturabhängigkeit der Austauschfelder für die vier Ferrimagnete ( $\text{Tb}_{18}\text{Fe}_{82}$ ,  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}$ ,  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{82}$ ,  $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$ ) gekoppelt mit den verschiedenen [Co/Pt]-Multilagen ( $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$ ,  $[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ ,  $[\text{Co}(5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  und  $[\text{Co}(7.5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_7$ ). Hierbei handelt es sich ausschließlich um die Austauschfelder, die den Teilhysterese des Ferromagneten zugeordnet werden.

Dieses Verhalten ist folglich mit wenigen Nukleationszentren und einem schnellen Durchlaufen der Domänenwand durch die [Co/Pt]-Multilage verbunden. Im Gegensatz dazu, zeigen mit TbFe-gekoppelte Heterostrukturen ein Verhalten wie es häufig bei „Exchange-Spring“-Systemen zu beobachten ist. Der Ummagnetisierungsprozess des Ferromagneten ist hierbei mit einer langsam in den Ferromagneten hinein drehenden Domänenwand erklärbar. Ein breiter Ummagnetisierungsbereich folgt. Folglich ist der Verlauf für die Umorientierung der Magnetisierung des Ferromagneten nicht ausschließlich von dessen intrinsischen Eigenschaften abhängig, sondern zusätzlich von denen der festhaltenden Schicht. Bereits für das „Exchange-Spring“-System SmCo gekoppelt mit Fe oder Co konnte ein ähnliches Verhalten für die Teilhysterese des Weichmagneten beobachtet werden. [158], [159] Als Ursache wurde hierfür die Austauschkopplungsstärke, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, diskutiert. Es müssen aber noch weitere Faktoren in Betracht gezogen werden. Streufelddefekte sind beispielsweise nicht auszuschließen, da nur in gekoppelten Systemen mit hohen Magnetisierungswerten für beide Schichten ein „Exchange-Spring“ ähnliches Verhalten zu finden ist. Jedoch sollten dann auch Heterostrukturen mit  $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$  und  $[\text{Co}(7.5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_7$  ein solches Verhalten zeigen, da die Einzelschichten ebenfalls hohe Magnetisierungen aufweisen. Dieses konnte allerdings experimentell nicht beobachtet werden (siehe Abb. 7.10). Weiterführende Untersuchungen sind hierfür erforderlich.

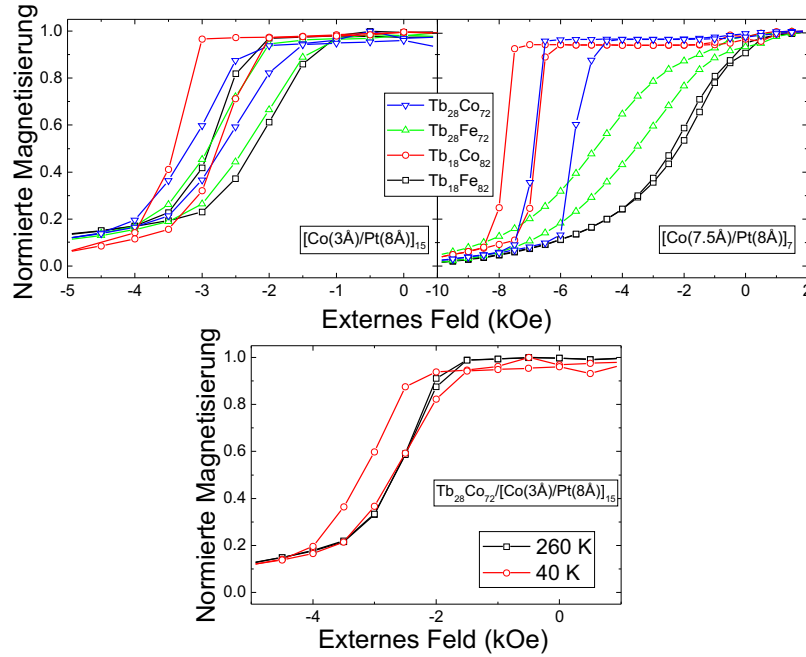


ABBILDUNG 7.10:  $M(H)$ -Teilhysterese von  $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$  und  $[\text{Co}(7.5\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_7$  gekoppelt mit Tb<sub>18</sub>Fe<sub>82</sub>, Tb<sub>28</sub>Fe<sub>72</sub>, Tb<sub>18</sub>Co<sub>82</sub>, Tb<sub>28</sub>Co<sub>72</sub> aufgenommen bei  $T = 40$  K. Zusätzlich ist ein Vergleich der Teilhysterese von  $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{15}$  mit Tb<sub>28</sub>Co<sub>72</sub> bei  $T = 40$  und 260 K gezeigt.

Ein weiterer wichtiger Aspekt, der in diesen Zusammenhang genannt werden muss, ist das beim Herstellungsprozess immer der Ferrimagnet auf die [Co/Pt]-Multilagen abgeschieden wurde. Auftretende Durchmischungen der letzten Co-Schicht (eventuell auch der Pt-Schicht) und dem Ferrimagneten, sowie Re-Sputtereffekte sind nicht zu vermeiden. Abhängig von der Dicke der Co-Einzelschicht in den Multilagen sowie der Zusammensetzung des Ferrimagneten sind unterschiedlich starke Effekte an der Grenzschicht zu erwarten. In Systemen mit TbCo-Legierungen sind Änderungen in der Zusammensetzung anzunehmen. Jedoch sind keine großen Auswirkungen auf die magnetischen Eigenschaften zu erwarten, im Gegensatz zu TbFe-Legierungen. Dort ist mit starken Änderungen in den Kopplungsstärken an der Grenzschicht zu rechnen. Zusätzlich wurde bereits in Abschnitt 2.1.5 und Abschnitt 5.1 diskutiert, dass anzunehmen ist, dass Änderungen in der Besetzungszahl der Koordinationsschalen und den Atom-Abständen in Fe-basierten TbFe-Schichten zu starken Variationen in den magnetischen Eigenschaften führen. Diese würde auch erklären, weshalb in gekoppelten Systemen mit TbCo ein recht systematisches Verhalten der Austauschfelder für unterschiedliche [Co/Pt]-Multilagen beobachtet wird und für TbFe-gekoppelte Systeme eher nicht.

Die Teilhysterese in Abb. 7.10 zeigen zusätzlich eine Abhängigkeit der Koerzitivität von der Temperatur. Unter bestimmten Bedingungen ist ein vollständig reversibler Verlauf in der Magnetisierungskurve des Ferromagneten zu beobachten. Ein direkter Zusammenhang

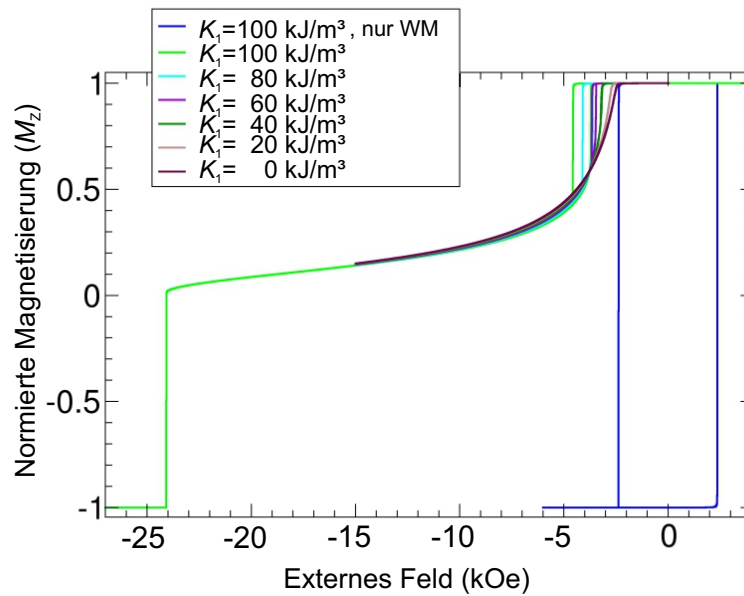


ABBILDUNG 7.11: Simulation des Schaltverhaltens einer weich- und hartmagnetischen Bilage unter Variation der Anisotropie  $K_1$  des Weichmagneten (WM). Neben dem Übergang vom ein- zum zweistufigen Schaltprozess sind auch die Teilhystereseen gezeigt.

zwischen den  $K_U$ -Werten des Weichmagneten und den  $H_C$ -Werten der Teilhystereseen konnte unter Nutzung von mikromagnetischen Simulationen, basierend auf Lösung der Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung unter Annahme einer eindimensionalen Spinkette, gefunden werden. Hierbei wurden die Austausch-, Zeeman- und die Anisotropie-Energie berücksichtigt. Um das Modell zu vereinfachen, wurden Streufeldeffekte vernachlässigt und die Kopplung zweier ferromagnetischer Schichten mit je 15 nm Schichtdicke angenommen. Der Ferrimagnet wird nur über die resultierende Magnetisierung berücksichtigt. Die Simulation wurde von Dr. Dieter Süss (TU Wien, Österreich) mit Hilfe des Simulationsprogramms FEMME durchgeführt. [162] Beide Schichten zeigen eine spontane Magnetisierung in z-Richtung (senkrecht zur Filmebene) mit weich- bzw. hartmagnetischen Eigenschaften. Über die Variation der Anisotropie des Weichmagneten bei konstanter Anisotropie des Hartmagneten ( $K_{\text{hart}} = 4 \frac{\text{MJ}}{\text{m}^3}$ ) konnte der Übergang vom ein- zum zweistufigen Schaltprozess, wie in Abb. 7.11 gezeigt, erhalten werden. Zusätzlich findet man, dass die Koerzitivität der Ummagnetisierungskurven des Weichmagneten von diesen abhängen. Mit abnehmender Anisotropie nimmt auch die Koerzitivität der zugehörigen Hysterese ab. Es existiert ein kritischer Wert für  $K_{\text{weich}}$  bis zu dem ein vollständig reversibler Ummagnetisierungsprozess (vergleichbar mit „Exchange-Spring“-Systemen) erreicht werden kann. Allerdings sind weitere Simulationen erforderlich, um zusätzliche Faktoren wie die Austauschkopplungsstärke an der Grenzfläche sowie die Auswirkung von Streufeldern und somit  $M_S$  zu untersuchen.

### 7.3 RKKY-austauschgekoppelte Systeme

Zuletzt soll die Auswirkung nicht magnetischer Zwischenschichten wie Ir und Ru auf das Austauschfeld untersucht werden. Die Heterostrukturen wurden unter den selben Bedingungen, wie in Abschnitt 7.1 vorgestellt, abgeschieden. Der Fokus wurde ausschließlich auf  $[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ -Multilagen als Ferromagnet gelegt. Als ferrimagnetische Legierung-

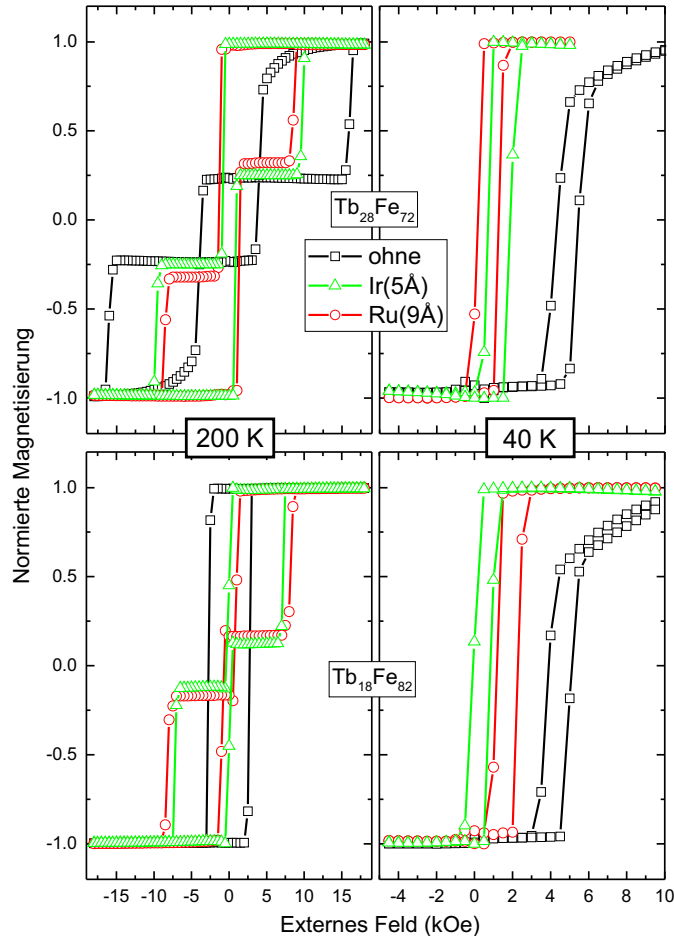


ABBILDUNG 7.12: Vollständige Hysteresen bei  $T = 200\text{ K}$  und Teilhysteresen bei  $40\text{ K}$  von  $[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$ -Multilagen gekoppelt mit  $\text{Tb}_{18}\text{Fe}_{82}$  und  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}$  und zusätzlich Heterostrukturen mit Ir- und Ru-Zwischenschichten.

gen wurden die vier verschiedenen Zusammensetzungen, die in Abschnitt 7.1 vorgestellt wurden, gewählt. Zwischen die Multilage und den Ferrimagneten wurde jeweils eine  $5\text{ \AA}$  dicke Ir- oder  $9\text{ \AA}$  dicke Ru-Schicht abgeschieden. Ziel war es im ersten oder zweiten Minimum der antiferromagnetischen RKKY-Kopplung zu liegen und somit eine antiparallele Ausrichtung der 3d-Untergittermagnetisierungen der Einzelschichten im Grundzustand zu erreichen (siehe Abschnitt 3.1). Die erforderlichen Zwischenschichtdicken wurden in vorangegangenen experimentellen Analysen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht gezeigt werden, ermittelt. In Abb. 7.12 sind die vollständigen Hysteresen der Heterostrukturen mit und ohne Zwischenschicht bei  $T = 200\text{ K}$  und zusätzlich bei  $40\text{ K}$  die Teilhysteresen vorgestellt, wobei ausschließlich die Verschiebung in positiver Feldrichtung gezeigt wird. Es werden der Übersichtlichkeit halber nur die Ergebnisse für die gekoppelten Systeme mit

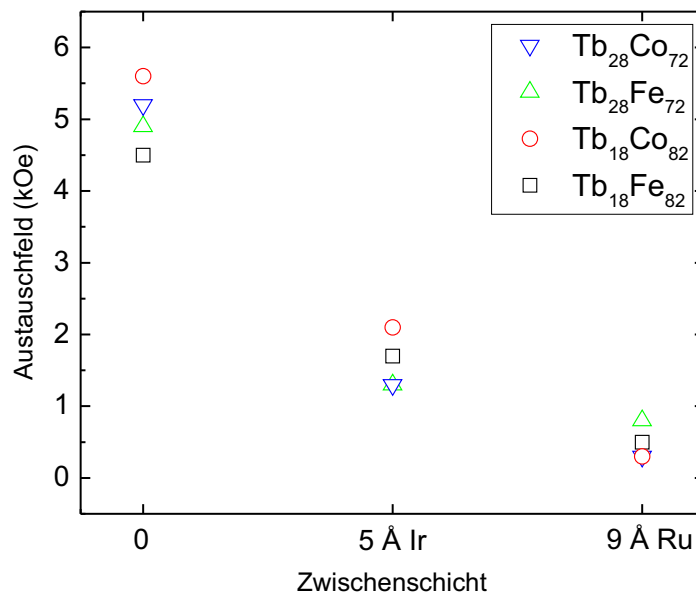


ABBILDUNG 7.13: Austauschfelder bei  $T = 40\text{ K}$  für gekoppelte Heterostrukturen von  $[\text{Co}(4\text{\AA})/\text{Pt}(8\text{\AA})]_{10}$  mit  $\text{Tb}_{18}\text{Fe}_{82}$ ,  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}$ ,  $\text{Tb}_{18}\text{Co}_{82}$ ,  $\text{Tb}_{28}\text{Co}_{72}$  und identischen Heterostrukturen mit zusätzlichen Ir- und Ru-Zwischenschichten.

$\text{Tb}_{18}\text{Fe}_{82}$  und  $\text{Tb}_{28}\text{Fe}_{72}$  gezeigt. Jedoch wird ein ähnliches Verhalten für Heterostrukturen mit TbCo-Legierungen beobachtet. Das Einfügen der Zwischenschichten führt zu der gewünschten antiferromagnetischen RKKY-Austauschkopplung zwischen den 3d-Elementen beider Schichten. Es entsteht ein neuer Grundzustand. Gekoppelte Systeme mit einem Tb-dominanten (Fe-dominanten) Ferrimagneten zeigen mit den ausgewählten Zwischenschichten ein Magnetisierungsverhalten, dass dem einer Heterostruktur im direkten Kontakt mit einem 3d-dominanten (Tb-dominanten) FI entspricht. Es kann für alle Systeme eine verschobene Teilhysterese der [Co/Pt]-Multilagen (des Weichmagneten) auf Grund der antiferromagnetischen Austauschkopplung beobachtet werden.

Die Form der Hysteresen weichen deutlich von denen in Systemen ohne Zwischenschicht ab. Betragsmäßig unterscheiden sich die Austauschfelder deutlich voneinander, bedingt durch die unterschiedlichen Kopplungsmechanismen und Zwischenschichtdicken. Die extrahierten Werte für  $H_{\text{eb}}$  sind in Abb. 7.13 für die hergestellten Heterostrukturen mit und ohne Zwischenschichten für vier verschiedene Ferrimagnete bei  $T = 40\text{ K}$  zusammengefasst. Die aufgenommenen Austauschfelder hängen von der gewählten Zwischenschicht und den jeweiligen Ferrimagneten ab. Für Systeme ohne eine Zwischenschicht bestätigen die Ergebnisse, die bereits in Abschnitt 7.2 vorgestellten Resultate. Heterostrukturen mit einer Ru-Zwischenschicht zeigen die geringsten Austauschfelder  $H_{\text{eb}} < 1\text{ kOe}$ . Wie zu erwarten, erhält man die größten Austauschfelder für direkt gekoppelte Heterostrukturen.





## Kapitel 8

# Heterostrukturen bestehend aus $L1_0$ geordneten FePtCu mit TbCo(Fe)-Legierungsschichten

In den vorangegangenen Kapiteln wurden ausschließlich [Co/Pt]-Multilagen als Ferromagnet in FM/FI-Heterostrukturen eingesetzt. Die senkrechte Anisotropie in diesen Systemen wird durch die Grenzflächenanisotropie verursacht. In dieser Studie wurden nun RTA prozessierte FePtCu-Legierungen mit unterschiedlichen Cu-Anteilen, wie in Kapitel 2.2.2 bereits diskutiert, gewählt. Diese  $L1_0$  chemisch geordneten Systeme weisen in einem bestimmten Zusammensetzungsbereich eine senkrechte Anisotropieachse auf. [132] Weiterhin erfolgt durch Substitution von Fe- mit Cu-Atomen ein Übergang von einem hartmagnetischen System hin zu einem Weichmagneten. Für die Wahl der Ferrimagnete wurden ausschließlich drei SE-ÜM-Legierungen mit einer Tb-dominanten Zusammensetzung ausgewählt. Unter Beachtung der in Abschnitt 6.1 vorgestellten Zusammenhänge zwischen Kopplungsstärke und Tb-Anteil im ferrimagnetischen System wird ein besonderes Augenmerk auf die gekoppelten Systeme mit reinen binären TbFe- und TbCo-Legierungsschichten gelegt.

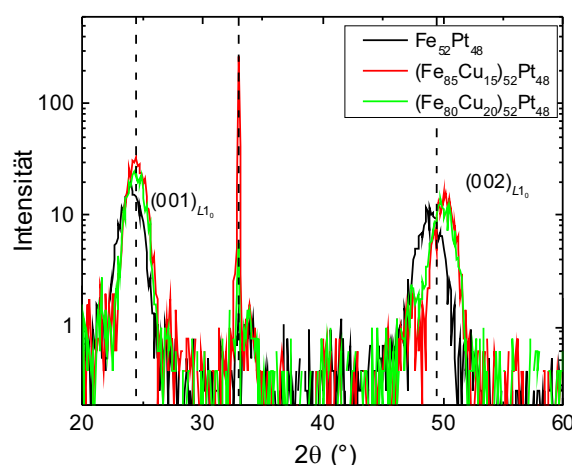


ABBILDUNG 8.1:  $(\theta - 2\theta)$ -Röntgendiffraktogramme unterschiedlicher 5 nm dicker FePtCu-Legierungsschichten nach dem RTA-Heizprozess.

## 8.1 Strukturelle und magnetische Eigenschaften von $L1_0$ FePtCu-Schichten

FePtCu-Legierungen mit einer senkrecht zur Filmebene zeigenden Anisotropieachse wurde realisiert indem die bei Raumtemperatur mittels Sputterdeposition auf ein Si/SiO<sub>2</sub> Substrat abgeschiedenen Schichten RTA-prozessiert wurden. Durch Abscheidung einer Cu/FePt Bi-lage und nachfolgendem RTA-Heizprozess bildet sich die geordnete  $L1_0$  FePtCu-Phase. [132], [242] Die hier vorgestellten Schichten wurden mittels RTA für FePt auf  $T = 650$  K und für Schichten mit zusätzlich Cu auf  $T = 700$  K mit jeweils einer Heizrate von  $400 \frac{\text{K}}{\text{s}}$  geheizt und anschließend für 30 s auf dieser Temperatur gehalten. Die entstehende  $L1_0$ -Phase des FePtCu-Systems weist an den Fe-Gitterplätzen Cu-Atome auf. [134] Bis zu einem gewissen prozentualen Anteil führt die Substitution der magnetischen Fe-Atome mit den nicht magnetischen Cu-Atomen zu einer Reduktion der Magnetisierung und der Anisotropie. Jedoch bleibt die Ausrichtung der Anisotropieachse erhalten. Für die vorgestellte Serie wurden 5 nm dicke  $(\text{Fe}_{100-x}\text{Cu}_x)_{52}\text{Pt}_{48}$ -Schichten mit einem variierenden Cu-Anteil von  $x = 0, 15, 20$  at.% hergestellt. Über RBS-Messungen konnte eine Übereinstimmung der realen und nomi-

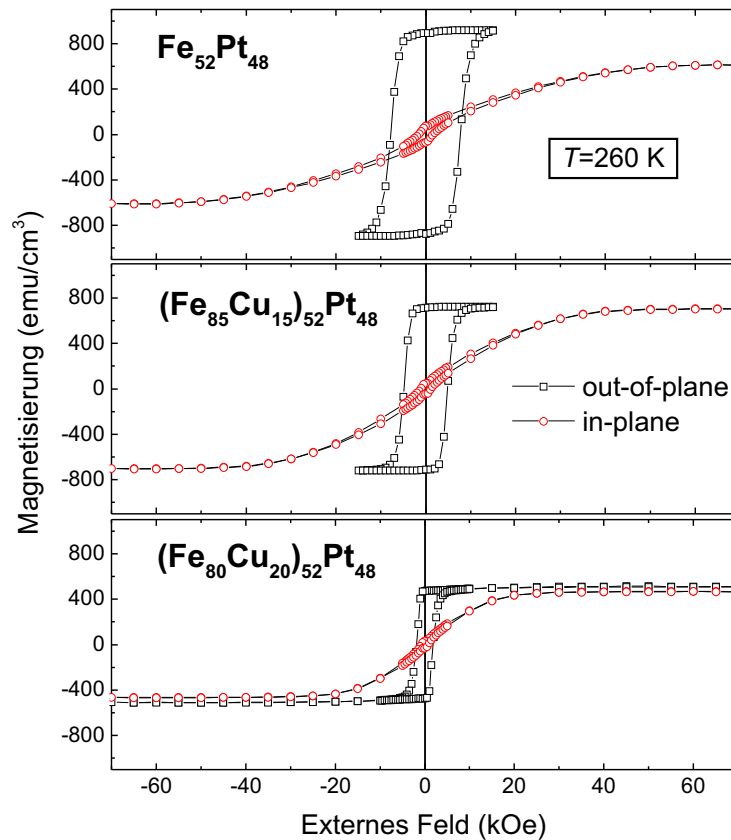


ABBILDUNG 8.2: In-plane und out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen aufgenommen bei  $T = 260$  K für  $L1_0$  geordnete  $(\text{Fe}_{100-x}\text{Cu}_x)_{52}\text{Pt}_{48}$ -Schichten mit  $x = 0, 15, 20$  at.%.

nellen Zusammensetzung nach dem RTA-Prozess nachgewiesen werden. Jedoch fallen die Schichtdicken mit  $d = 4.5 \pm 0.5$  nm etwas geringer aus. Ein Nachweis für die erfolgreiche

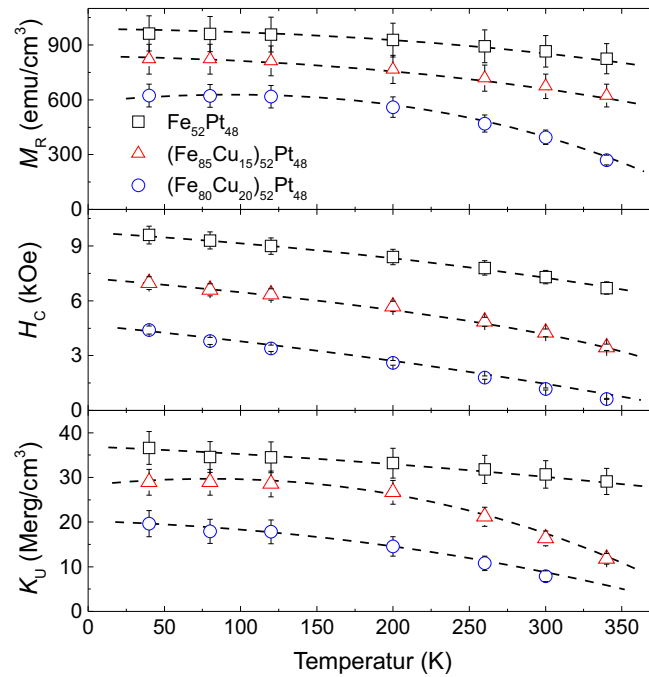


ABBILDUNG 8.3: Magnetische Eigenschaften der FePtCu-Legierungen in Abhängigkeit von der Temperatur und dem Cu-Anteil.

Realisierung der kristallinen  $L1_0$ -FePt(001) Phase konnte mittels den in Abb. 8.1 (a) gezeigten Röntgendiffraktogrammen bestätigt werden. Eine Verschiebung des (001)-Überstruktur- und (002)-Fundamentalreflexes zu höheren Streuwinkeln mit zunehmenden Cu-Anteil wird deutlich. Dieses Verhalten weist auf einen abnehmenden Gitterabstand in [001] Richtung hin und stimmt mit den in der Arbeit von Brombacher gezeigten Ergebnissen überein. [132], [242], [243] Die zugehörige senkrecht zur Filmebene ausgeprägte Anisotropieachse kann für alle Schichten erhalten werden (siehe Abb. 8.2). Weiterhin ist zu erwähnen, dass bei  $2\theta = 33^\circ$  der verbotene Si(002)-Reflex auftritt.

Die temperaturabhängigen magnetischen Eigenschaften werden in Abb. 8.3 vorgestellt. Für die Magnetisierung und Koerzitivität kann eine typische Zunahme zu tiefen Temperaturen werden. Mit zunehmendem Cu-Anteil sinkt  $M_R$  und die Koerzitivität. Der Übergang zu einem magnetisch weicherem System wird ersichtlich. Die uniaxiale Anisotropie wurde unter Nutzung des Anisotropiefeldes  $H_A$  berechnet. Aus den in-plane Hysteresen wird die starke Abhängigkeit des Anisotropiefeldes vom Cu-Anteil deutlich (Abb. 8.2). Je mehr Cu im System, desto geringer wird  $K_U$ . Über MFM-Aufnahmen bei RT konnte die Verkleinerung der ausgebildeten Domänen im entmagnetisierten Zustand mit zunehmenden Cu-Anteil beobachtet werden. Regulär wären für FePt mit der höchsten Magnetisierung die kleinsten Domänen zu erwarten, da ein direkter Zusammenhang zwischen Streufeldminimierung und der damit verbundenen Verkleinerung von Domänen einhergeht. Jedoch verhält es sich, wie bereits für die [Co/Pt]-Multilagen beobachtet, umgekehrt (siehe Abb. 8.4). Bedingt durch die hohen Anisotropie-Werte wird zu viel Domänenwandenergie benötigt, um eine Vielzahl von kleinen Domänen zu realisieren. Folglich zeigt die  $(\text{Fe}_{80}\text{Cu}_{20})_{52}\text{Pt}_{48}$ -Schicht die kleinsten Domänen. Das Zufügen von Cu wird auch genutzt, um eine glatte und

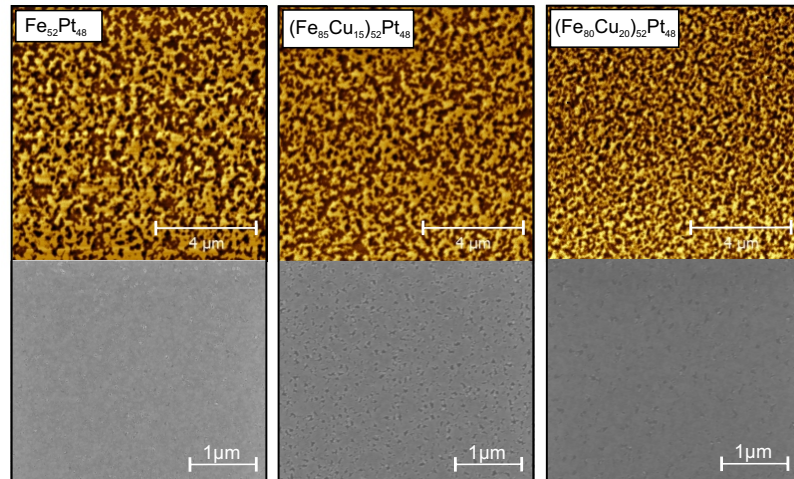


ABBILDUNG 8.4: MFM-Aufnahmen der entmagnetisierten  $L1_0$  geordneten FePtCu-Legierungsschichten mit unterschiedlichen Cu-Anteil gemessen bei Raumtemperatur. Zusätzlich sind zu jeder Schicht REM-Aufnahmen zur Veranschaulichung der Oberflächenmorphologie beigelegt.

geschlossene Oberflächen zu erhalten. [132] Die in Abb. 8.4 gezeigten REM-Aufnahmen widersprechen jedoch für die hergestellten FePtCu-Schichten diesen Erwartungen. Während für FePt die Schichten geschlossene Oberflächen zeigen, findet man für die Proben mit Cu kleine Lochstrukturen. Diese Löcher führen zu vermehrt auftretenden Nukleationszentren, wodurch auch eine erhöhte Anzahl an Domänen im MFM-Bild resultieren können. Zusätzlich sind in Abb. 8.5 die magnetischen Eigenschaften ( $K_U$ ,  $M_R$ ,  $H_C$ ) der ferrimagnetischen  $Tb_{26}Fe_{74}$ - und  $Tb_{26}Co_{74}$ -Einzelschichten temperaturabhängig gezeigt. Keine der Legierung-

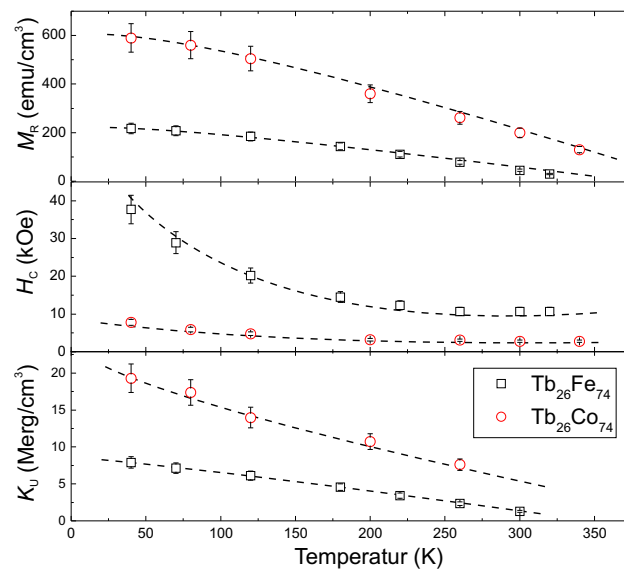


ABBILDUNG 8.5: Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften ( $M_R$ ,  $H_C$  und  $K_U$ ) von  $Tb_{26}Fe_{74}$ - und  $Tb_{26}Co_{74}$ -Schichten.

gen weist im untersuchten Temperaturbereich einen Kompensationspunkt auf und zeigen

das für Tb-dominante Systeme typische Verhalten. Die beiden vorgestellten Ferrimagnete wurden in der selben Serie wie die nachfolgend präsentierten FM/FI Heterostrukturen hergestellt. Sie dienen für den direkten Vergleich mit den magnetischen Eigenschaften des gekoppelten Systems.

## 8.2 Heterostrukturen von $(\text{Fe}_{100-x}\text{Cu}_x)_{52}\text{Pt}_{48}$ -Legierungsschichten gekoppelt mit ferrimagnetischen $\text{Tb}_{26}\text{Co}_y\text{Fe}_{74-y}$ -Schichten

Bei der Herstellung der Heterostrukturen musste eine Besonderheit beachtet werden. Im ersten Schritt wurden  $(\text{Fe}_{100-x}\text{Cu}_x)_{52}\text{Pt}_{48}$ -Schichten abgeschieden und anschließend durch den RTA-Prozess getempert. Jede Legierung wurde auf die senkrecht zur Filmebene orientierte Anisotropieachse untersucht und das Verhältnis von  $M_R$  zu  $M_S$  sollte nahezu eins betragen, bevor der zusätzliche Sputterprozess zur Abscheidung der SE-ÜM-Legierung erfolgte. Durch das Aus- und erneute Einschleusen wurden jedoch die Oberflächen der Proben kontaminiert. Folglich wurde vor Abscheidung der SE-ÜM-Legierungen ein 10-minütiger Heizprozess bei  $T = 200^\circ\text{C}$  durchgeführt, um die Kontamination zu beseitigen, das Kopplungsverhalten an der Grenzfläche zu verbessern und die senkrechte Anisotropieachse in der Heterostruktur zu gewährleisten. Als Ferrimagnete wurden drei verschiedene Zusammensetzungen gewählt,  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$ ,  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$  und  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{44}\text{Fe}_{30}$ . Als Deckschicht wurde 5 nm Platin als Schutz vor Oxidation verwendet. Die bevorzugte Wahl von Tb-dominanten Zusammensetzungen der Legierungen basiert auf dem zu erwartenden Schaltverhalten dieser Heterostrukturen. Für 3d-dominante Ferrimagnete kann ein zweistufiges Schalten nur auftreten, wenn die Schaltfelder stark unterschiedlich sind. Für alle gekoppelten Systeme wurden RBS-Analysen durchgeführt. Die realen Werte stimmen mit den nominellen Zusammensetzungen überein.

Um die Struktur der hergestellten Heterostrukturen zu analysieren, wurden XRD- und TEM-Aufnahmen an ausgewählten Proben durchgeführt, welche in Abb. 8.6 gezeigt sind. Über das TEM-Querschnittsbild können die Schichtdicken verifiziert werden. Die Grenzflächen zeichnen sich durch einen relativ scharfen Übergang aus. Es sind jedoch Vermischungen nicht zu vermeiden. Die TbFe-Legierung zeigt keine kristallinen Strukturen und erscheint ausschließlich in einem einheitlichen Kontrast (grau). Für die  $L1_0$  geordnete FePtCu-Schicht sind die (001) Netzebenen des kristallinen Gitters ersichtlich. Zusätzlich zeigen die  $(\theta - 2\theta)$ -Diffraktogramme für alle untersuchten Systeme den (111)-Reflex der kristallinen Pt-Deckschicht. Die Ergebnisse der reinen  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$ -Schicht sind zusätzlich gezeigt, um eventuell auftretende kristalline Phasen auszuschließen. Für die beiden Heterostrukturen  $\text{Fe}_{52}\text{Pt}_{48}/\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$  und  $(\text{Fe}_{85}\text{Cu}_{15})_{52}\text{Pt}_{48}/\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$  treten die durch die kristalline  $L1_0$ -Phase der FePtCu-Legierungen hervorgerufenen (001)- und (002)-Reflexe auf. Über SQUID-VSM-Messungen (in-plane und out-of-plane Geometrie) bei verschiedenen Temperaturen konnte gezeigt werden, dass die gekoppelten Heterostrukturen eine senkrecht zur Filmebene orientierte Magnetisierungsrichtung besitzen. In Abb. 8.7 sind die aufgenommenen in-plane-Hysteresen der gekoppelten Systeme mit [Co/Pt]-Multilagen und den FePtCu-Legierungen als Ferromagneten und  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$  als Ferrimagnet zum Vergleich gezeigt. Diese weisen den

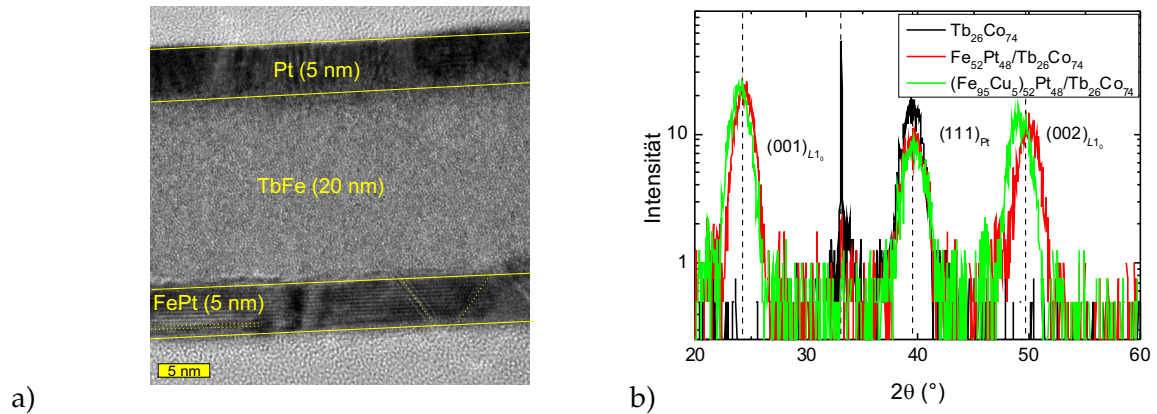


ABBILDUNG 8.6: In (a) ist eine TEM-Querschnittsaufnahme von  $Fe_{52}Pt_{48}/Tb_{26}Fe_{74}/Pt$  und in (b) die  $(\theta - 2\theta)$ -XRD-Messungen an  $Tb_{26}Co_{74}$ ,  $Fe_{52}Pt_{48}/Tb_{26}Co_{74}$  und  $(Fe_{85}Cu_{15})_{52}Pt_{48}/Tb_{26}Co_{74}$  gezeigt. Die auftretenden Struktur-Reflexe der geordneten  $L1_0$ -FePtCu-Schicht und der Pt(111)-Schicht sind gekennzeichnet.

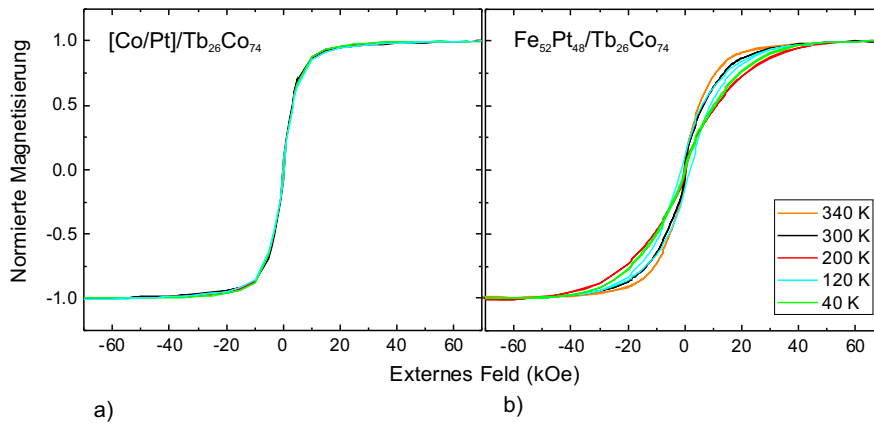


ABBILDUNG 8.7: Temperaturabhängige in-plane Hysteresen für (a)  $[Co(4\text{\AA})Pt(8\text{\AA})]_{10}/Tb_{26}Co_{74}$ - und (b)  $Fe_{52}Pt_{48}/Tb_{26}Co_{74}$ -Schichten.

typischen Hartachsenverlauf eines uniaxialen Systems mit einer vollständig geschlossenen Hysterese auf. Während  $[Co/Pt]$ -basierte Heterostrukturen keine Temperaturabhängigkeit des Anisotropiefeldes zeigen, steigt es bei den auf FePtCu-Schichten basierenden Systemen zu tiefen Temperaturen deutlich an.

Im Folgenden werden die Ergebnisse einer gekoppelten Heterostruktur mit einem TbFe-Ferrimagneten vorgestellt (reine Fe-Fe(Tb) basierte Kopplung an der Grenzfläche). In Abb. 8.8 sind die out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen und Teilhysteresen von  $Fe_{52}Pt_{48}/Tb_{26}Fe_{74}$  für drei verschiedene Temperaturen gezeigt. Ein ähnliches Verhalten wurde für alle weiteren Fe-basierten Heterostrukturen beobachtet. Bei  $T = 260$  K scheinen beide Schichten gemeinsam im externen Feld zu drehen. Bei  $T = 200$  K ist ein zweistufiges Schaltverhalten zu verzeichnen. Jedoch entspricht dieses Verhalten, entgegen der Erwartung, dem Schaltprozess einer Heterostruktur gekoppelt mit einem 3d-dominanten Ferrimagneten. Hin zu noch tieferen Temperaturen ähnelt das Schaltverhalten jedoch dem eines Tb-dominanten Ferrimagneten

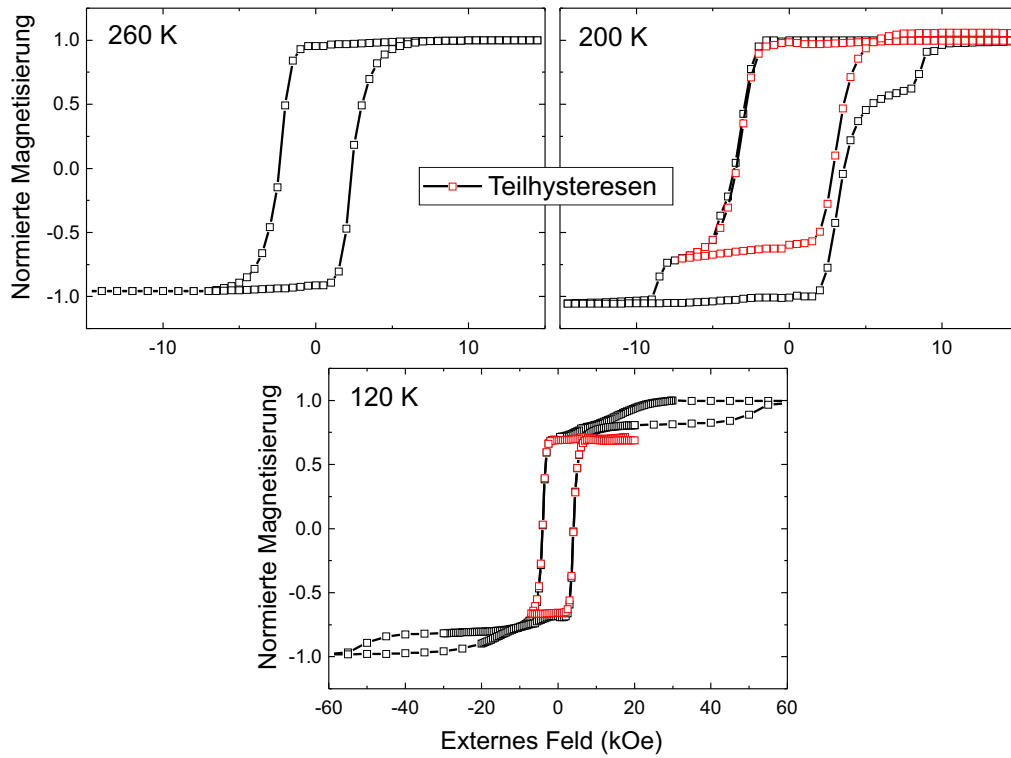


ABBILDUNG 8.8: Out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen (schwarz) und Teilhysteresen (rot) von einer  $\text{Fe}_{52}\text{Pt}_{48}/\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$ -Schicht aufgenommen bei  $T = 260, 200, 120$  K.

mit geringen  $K_U$ -Werten und es resultieren drei Stufen für den Ummagnetisierungsprozess. Beim Vergleich der Einzelschichteigenschaften liegen die  $K_U$ - und  $M_R$ -Werte von  $\text{Tb}_{26}\text{Fe}_{74}$  im untersuchten Temperaturbereich unterhalb der  $\text{Fe}_{52}\text{Pt}_{48}$ -Legierung. Die beobachteten Hysteresen führen zu der Schlussfolgerung, dass bei hohen Temperaturen die Koerzitivitäten der beiden Schichten nahezu identisch sind und diese gemeinsam im externen Feld drehen. Das nur eine schwache magnetische Kopplung in der Heterostruktur vorliegt, zeigt sich im Schaltverhalten bei  $T = 200$  K. Die beiden Schichten werden im positiven Feld ausgerichtet und drehen nacheinander im negativen Feldbereich. Die aufgenommene Teilhysterese zeigt für diesen Fall eine vernachlässigbare Verschiebung. Dies lässt auf eine sehr schwache Austauschkopplung schließen. Erst bei  $T = 120$  K wird die magnetische Austauschkopplung zwischen den Schichten stärker, so dass der Ferrimagnet mit den kleineren Anisotropiewerten bereits im positiven Feld in den energetisch „günstigen“ Zustand umdreht. Jedoch übernimmt bei keiner der gewählten Messtemperaturen der Ferrimagnet die Rolle der festhaltenden Schicht. Die bei  $T = 120$  K aufgenommene Teilhysterese zeigt erneut ausschließlich das Ummagnetisieren beider gekoppelten Schichten, wobei keine Verschiebung zu erwarten ist.

Anders verhält es sich für Heterostrukturen mit  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$ . In Abb. 8.9 sind zum Vergleich die Hysteresen für die gekoppelten  $(\text{Fe}_{85}\text{Cu}_{15})_{52}\text{Pt}_{48}$ - und  $(\text{Fe}_{80}\text{Cu}_{20})_{52}\text{Pt}_{48}$ -Schichten mit  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$  bei  $T = 300, 260, 120$  K gezeigt. Für den dreistufigen Schaltprozess bei  $T =$



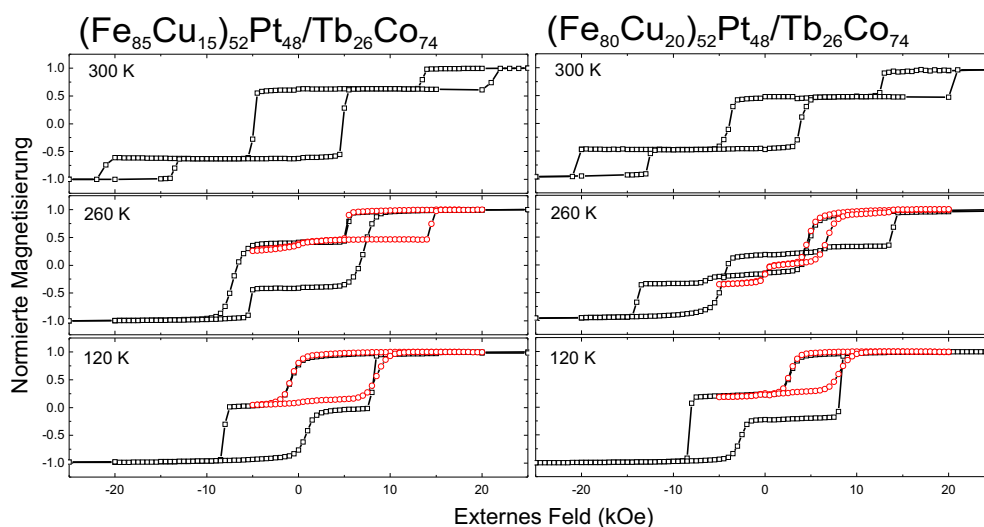


ABBILDUNG 8.9: Vollständige  $M(H)$ -Hysteresen (schwarz) und Teilhysteresen (rot) von  $(\text{Fe}_{85}\text{Cu}_{15})_{52}\text{Pt}_{48}/\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$ - und  $(\text{Fe}_{80}\text{Cu}_{20})_{52}\text{Pt}_{48}/\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$ -Heterostrukturen aufgenommen bei  $T = 300, 260, 120$  K.

300 K zeigen die Hysteresen ein fast identisches Schaltverhalten, unabhängig davon welcher Ferromagnet gekoppelt wurde. Ein Unterschied besteht nur in der höheren Koerzitivität, der um den Nullpunkt symmetrischen Hysterese der beiden gekoppelten Schichten. Ausschlaggebend ist hierbei, dass die  $H_C$ -Werte von  $(\text{Fe}_{85}\text{Cu}_{15})_{52}\text{Pt}_{48}$  höher liegen als von  $(\text{Fe}_{80}\text{Cu}_{20})_{52}\text{Pt}_{48}$ . Hin zu tieferen Temperaturen wird der Unterschied für die beiden Systeme jedoch sichtbarer. Für  $(\text{Fe}_{80}\text{Cu}_{20})_{52}\text{Pt}_{48}$  tritt bei  $T = 260$  K das zweistufige Schaltverhalten auf, wobei der Ferromagnet nach positiver Sättigung durch Reduzierung des Feldes zuerst gedreht wird. Die zugehörigen Teilhysteresen nehmen an Koerzitivität mit sinkender Temperatur stark zu. Der Grund hierfür liegt wahrscheinlich an den Korngrenzen von FePtCu, diese bilden interne Hindernisse für das Fortschreiten von Domänenwänden und führen bei Reduzierung der thermischen Energie zur Erhöhung der erforderlichen Zeeman-Energie. Zusätzlich beobachtet man für  $(\text{Fe}_{80}\text{Cu}_{20})_{52}\text{Pt}_{48}/\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$  bei  $T = 260$  K und  $H_{\text{ext}} = \pm 7$  kOe in der vollen Hysterese eine zusätzliche kleine Stufe. Der Anstieg der Magnetisierung, vor dem Ummagnetisieren des Ferrimagneten, ist wahrscheinlich einem an der Grenzfläche vorliegenden Übergangsbereich zuzuordnen. Über eine dort vorliegende abweichende Anisotropie kann ein zusätzliches Schalten (entsprechend einer dritten Schicht) von diesem Bereich angenommen werden. Jedoch wird dieser Effekt nur beobachtet, wenn über die Durchmischung am Übergangsbereich die Bedingungen für ein entkoppeltes Drehen erfüllt sind. Andernfalls ist der Bereich an die FePtCu-Schicht stark austauschgekoppelt und dreht mit diesem gemeinsam.

Eine weitere Besonderheit ist für die Heterostruktur  $(\text{Fe}_{85}\text{Cu}_{15})_{52}\text{Pt}_{48}/\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$  bei  $T = 260$  K in Abb. 8.9 zu sehen. Aus Kapitel 6 ist bekannt, dass in gekoppelten Systemen mit [Co/Pt]-Multilagen der Übergang vom drei- in einen zweistufigen Schaltprozess erfolgt, wenn der Ferromagnet die Rolle des „Weichmagneten“ übernimmt. Im Gegensatz dazu



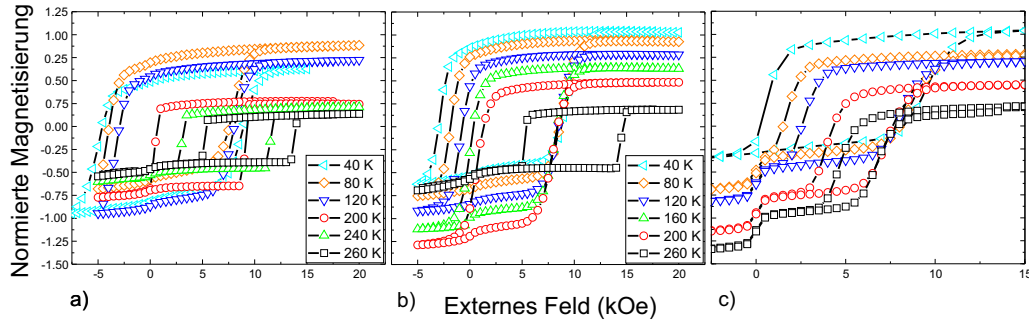


ABBILDUNG 8.10: Teilhysterese der drei Heterostrukturen von  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$  gekoppelt mit (a)  $\text{Fe}_{52}\text{Pt}_{48}$ , (b)  $(\text{Fe}_{85}\text{Cu}_{15})_{52}\text{Pt}_{48}$  und (c)  $(\text{Fe}_{80}\text{Cu}_{20})_{52}\text{Pt}_{48}$  für Temperaturen  $T \leq 260$  K.

zeigt  $(\text{Fe}_{85}\text{Cu}_{15})_{52}\text{Pt}_{48}/\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$  bei  $T = 260$  K ein zweistufiges Schalten, wobei der Ferrimagnet im positiven Feld dreht und im negativen Feldbereich dann die ferromagnetische  $\text{FePtCu}$ -Schicht folgt. Es wird kein gemeinsames Drehen der Heterostruktur beobachtet und der Ferromagnet agiert als festhaltende Schicht und dreht separat im externen Feld. Dieses zunächst überraschende Ergebnis, resultiert aus den höheren Werten der Anisotropie und einer geringeren Kopplungsstärke an der Grenzschicht für  $(\text{Fe}_{100-x}\text{Cu}_x)_{52}\text{Pt}_{48}$  mit einem  $x_{\text{Cu}} < 20$  at.% gegenüber den  $[\text{Co}/\text{Pt}]$ -Multilagen. Es ist ein gewisser Fe-Anteil im Ferromagneten erforderlich, der über eine Durchmischung mit dem Ferrimagneten an der Grenzfläche zur Abnahme der Kopplungsstärke führt. Vergleichsweise findet man für die Heterostruktur mit  $(\text{Fe}_{80}\text{Cu}_{20})_{52}\text{Pt}_{48}$ , dass bei einem zweistufigen Schaltprozess ausschließlich der Ferromagnet sich im positiven Feldbereich aus der Sättigung ausrichtet.

In Abb. 8.10 sind für alle Heterostrukturen die Teilhysterese mit den unterschiedlichen  $\text{FePtCu}$ -Legierungen für  $T \leq 260$  K gezeigt. Je kleiner die Anisotropie des Ferromagneten in den Einzelschichten ist, desto höher liegt die Grenztemperatur ab der eine verschobene Teilhysterese des Ferrimagneten zu beobachten ist. Für Heterostrukturen mit  $(\text{Fe}_{80}\text{Cu}_{20})_{52}\text{Pt}_{48}$  wird allerdings ausschließlich der Umentorierungprozess des Ferromagnet erhalten (Abb. 8.10 (c)). In Abb. 8.11 sind die zugehörigen Austauschfelder und Koerzitivitäten in Abhängigkeit von der Temperatur zusammengefasst. Zusätzlich sind die Ergebnisse für Heterostrukturen mit dem ternären Ferrimagneten  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{44}\text{Fe}_{30}$  mit eingefügt. Im Gegensatz zu den Ergebnissen für Heterostrukturen mit  $[\text{Co}/\text{Pt}]$  ist hin zu tiefen Temperaturen eine lineare Abnahme der Austauschfelder zu verzeichnen. Dieses Verhalten resultiert aus der drastischen Zunahme der Koerzitivitäten in den Teilhysterese von  $\text{FePtCu}$ , die mit den Einzelschichteigenschaften korrelieren. Auch wird für die verschiedenen ferromagnetischen Systeme der zu erwartende Anstieg in  $H_{\text{eb}}$  mit Abnahme der  $M_{\text{S}}$ -Werte beobachtet. Bei der verschobenen Teilhysterese des Ferrimagneten (grau hinterlegte Werte), zeigt sich ein starker Anstieg der Austauschfelder zu höheren Temperaturen. Der Zusammenhang zwischen zunehmenden Austauschfeldern und abnehmenden Koerzitivitäten stimmt mit den Resultaten in 6.1 überein.

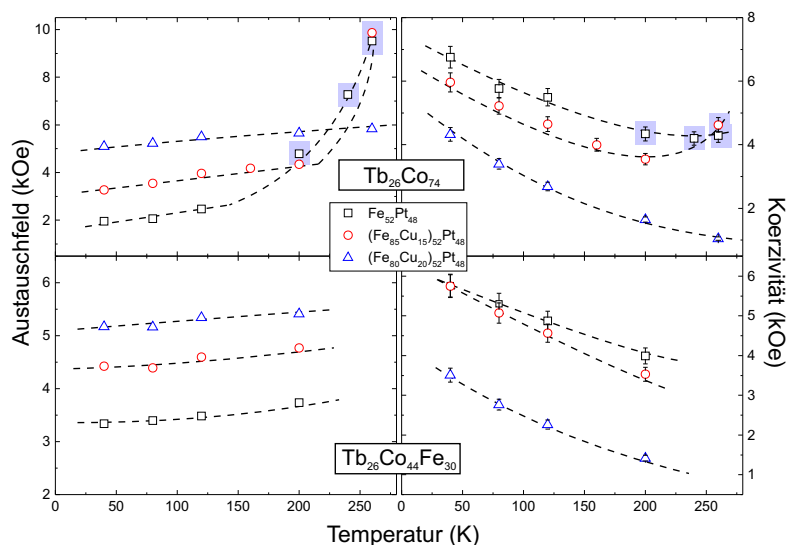


ABBILDUNG 8.11: Temperaturabhängige Austauschfelder und Koerzitivitäten der Teilhysterese von  $(\text{Fe}_{100-x}\text{Cu}_x)_{52}\text{Pt}_{48}$  mit  $x = 0, 15, 20$  at.% gekoppelt mit  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$  bzw.  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{44}\text{Fe}_{30}$ . Grau hinterlegte Werte gehören zu den Teilhysterese der ferrimagnetischen Schicht.

Heterostrukturen gekoppelt mit  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{44}\text{Fe}_{30}$  zeigen im untersuchten Temperaturbereich nicht die verschobene Teilhysterese des Ferrimagneten. Ab  $T \leq 200$  K wird ausschließlich die Teilhysterese der ferromagnetischen Schicht beobachtet. Ein Vergleich mit den Einzelschichteigenschaften von  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{44}\text{Fe}_{30}$  erfolgte mit den Ergebnissen aus Kapitel 5.1, da in der hier vorgestellten Serie keine Einzelschicht von  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{44}\text{Fe}_{30}$  hergestellt wurde.

Die zu erwartenden Anisotropie- und Steifigkeitswerte der ternären Tb-dominanten Legierung liegen unterhalb von binären  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$ . Folglich hätten gekoppelte Heterostrukturen mit  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{44}\text{Fe}_{30}$  ebenfalls die verschobenen Teilhysterese des Ferrimagneten aufzeigen müssen. Vermutlich führt jedoch die Durchmischung an der Grenzfläche der beiden beteiligten Schichten zur Erhöhung des Fe-Anteils im Ferrimagneten. Dies führt zur Änderung der Kopplungsbedingungen, welche sich auf das Schaltverhalten auswirken. Diese Beobachtung zeigt erneut die hohe Sensitivität der gekoppelten Systeme auf die Schichtzusammensetzung an der Grenzfläche.

Leider können keine für alle gekoppelten Strukturen allgemeingültigen Aussagen getroffen werden. Neben den durch die magnetischen Eigenschaften der Einzelschichten hervorgerufenen Energiebeiträgen, wirken sich auch die bei der Herstellung vorliegenden Prozessparameter aus. Abschließend ist zu erwähnen, dass die aufgenommenen Austauschfelder für gekoppelte Heterostrukturen mit  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{44}\text{Fe}_{30}$  oberhalb derer mit  $\text{Tb}_{26}\text{Co}_{74}$  liegen. Dieses Ergebnis bestätigt die in Kapitel 6.1 beschriebene Auswirkung des veränderten Kopplungsverhaltens in Heterostrukturen mit Tb-dominanten Legierungen und einem variierenden Co/Fe-Verhältnis.

## Kapitel 9

# Heterostrukturen bestehend aus zwei TbFe-Legierungsschichten

Im letzten Kapitel werden interessante Kopplungsphänomene, die in Heterostrukturen bestehend aus zwei binärer  $\text{Tb}_x\text{Fe}_{100-x}$ -Legierungsschichten auftreten, vorgestellt. Um einen möglichst großen Unterschied in den magnetischen Eigenschaften zu erhalten, wurde eine Tb- mit einer Fe-dominanten ferrimagnetischen Legierung gekoppelt. Neben dem zu erwartenden Schaltverhalten, beobachtet man unterhalb  $T = 200\text{ K}$  eine gleichzeitig im positiven und negativen Feldbereich auftretende Verschiebung von Hysteresen unterschiedlicher Form. Die Ursache und deren Kühlfeldabhängigkeit werden im Folgenden diskutiert.

### 9.1 Magnetische Eigenschaften der TbFe-Einzelschichten

Zum besseren Verständnis der auftretenden Effekte in gekoppelten FI/FI-Heterostrukturen wurden im selben Herstellungsprozess zusätzlich die Einzelschichten abgeschieden. Hierbei wurden auf Si/SiO<sub>2</sub>-Substraten bei Raumtemperatur unter Rotation des Probenhalters jeweils 10 nm dicke  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$ - und  $\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}$ -Schichten mittels Sputterdeposition abgeschieden. Als Deck- und Schutzschicht diente jeweils eine 5 nm dicke Platinschicht. Zur Analyse der magnetischen Eigenschaften wurden in- und out-of-plane SQUID-VSM-Messungen bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt. Beide Systeme zeigen eine senkrecht zur Filmebene ausgerichtete Anisotropieachse. In Abb. 9.1 sind die extrahierten Werte für  $M_R$ ,  $H_C$  sowie  $K_U$  (berechnet mit Hilfe von Gleichung 5.1) für beide Zusammensetzungen aufgeführt.  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$  wird dabei über den gesamten untersuchten Temperaturbereich vom Fe-Untergitter und  $\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}$  vom Tb-Untergitter dominiert. Während  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$  kaum eine Änderung der Magnetisierung und auch der Anisotropie mit der Temperatur zeigt, nehmen für  $\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}$  beide Werte zu tiefen Temperaturen stark zu. Die Schaltfelder beider Legierungen sind bei jeder Temperatur vergleichbar und niedriger im Vergleich zu von 20 nm dicken Schichten (Vgl. Abb. 5.1).

Für die  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}(20\text{ nm} - d)/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}(d)$ -Heterostrukturen wurden unterschiedliche Einzelschichtdicken ( $d = 7.5, 10, 12.5, 15\text{ nm}$ ) gewählt unter Beibehaltung der Gesamtschichtdicke von 20 nm. Es wurde fast immer die  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$ -Schicht auf die  $\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}$ -Schicht abgeschieden. Nur bei einer Heterostruktur wurde eine andere Reihenfolge gewählt. Bei der Vorstellung der Ergebnisse dieser Bilage wird ausdrücklich im Text darauf hingewiesen.

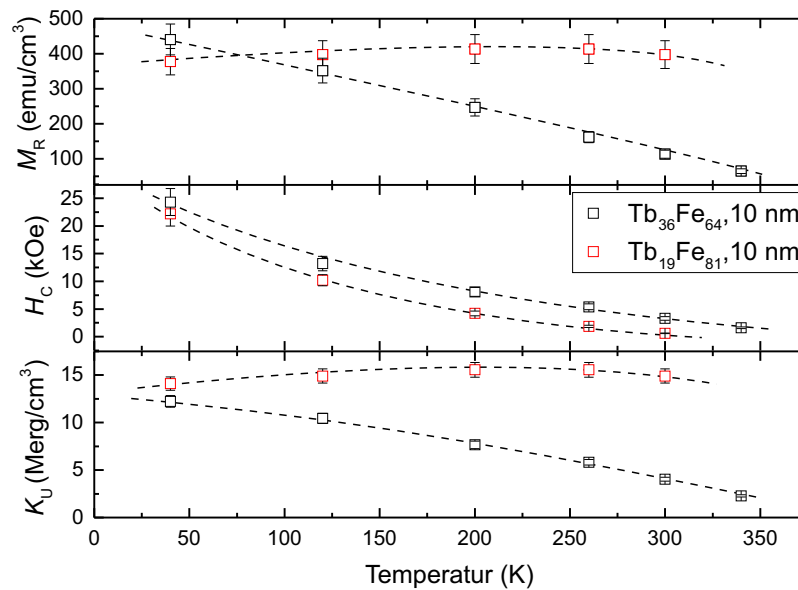


ABBILDUNG 9.1: Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften ( $M_R$ ,  $H_C$  und  $K_U$ ) von 10 nm dicken  $Tb_{19}Fe_{81}$ - und  $Tb_{36}Fe_{64}$ -Legierungsschichten.

Weiterhin wurde als Schutz- und Deckschicht für alle Schichtsysteme eine 5 nm dicke Platinschicht verwendet. Platin haftet in einzelnen Fällen nicht besonders gut auf dem oxidierten Silizium-Substrat. Um ein Ablösen zu vermeiden, wurde wahlweise unter die Platin Aufwuchsschicht eine Ru(5 nm) oder Tb(2 nm) Schicht, die keinen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften nehmen jedoch eine höhere Haftbarkeit aufweisen, abgeschieden.

Für vereinzelte Proben wurden TEM-Querschnitts- und Beugungsbilder aufgenommen. Mittels dem Analyseverfahren der SNMS konnte die Verteilung des Tb- und Fe-Gehalts tiefenauflösend untersucht werden. In Abb. 9.2 ist neben der TEM-Querschnittsaufnahme von Pt(5 nm)/ $Tb_{19}Fe_{81}$ (10 nm)/ $Tb_{36}Fe_{64}$ (10 nm)/Pt(5 nm)/Ru(5 nm)/Substrat auch die SNMS-Analyse von Pt(5 nm)/ $Tb_{19}Fe_{81}$ (7.5 nm)/ $Tb_{36}Fe_{64}$ (12.5 nm)/Pt(5 nm)/Tb(2 nm)/Substrat gezeigt. Die gekoppelten TbFe-Legierungsschichten hingegen sind amorph. Die von Dr. G. L. Katona (Universität von Debrecen, Ungarn) durchgeführten SNMS-Messungen wurden in dem Modus der direkten Bestrahlung mit einem induktiv gekoppelten, hochfrequenten Ar-Plasma bei niedrigem Druck durchgeführt. Das Plasma dient hier als Ionen-Quelle für die Bestrahlung und zur nachfolgenden Ionisierung der herausgelösten Atome. [244] Die Aufnahme in Abb. 9.2 (b) zeigt in dem grau hinterlegten Bereich, durch sogenannte Matrix-Effekte hervorgerufene Verfälschungen des detektierten Gehalts des jeweiligen Elements. Neben einem geringen Konzentrationsgradienten von etwa 5 at.% in der Tb-dominanten Schicht, der sich über 12.5 nm erstreckt, zeigt die Fe-dominante Schicht keine starken Varianzen in der Zusammensetzung. Die reale Schichtdicke fällt hierbei mit 6.5 nm etwas geringer als erwartet aus. Ein zusätzlicher Übergangsbereich von etwa 2.5 nm wird deutlich, wobei der Tb-Anteil von 36 at.% bis auf 19 at.% hin zur Fe-dominanten Schicht abnimmt. Dieser Übergangsbereich hat jedoch eine starke Auswirkung auf das Kopplungsverhalten der Heterostrukturen, wie im nächsten Abschnitt näher diskutiert wird.

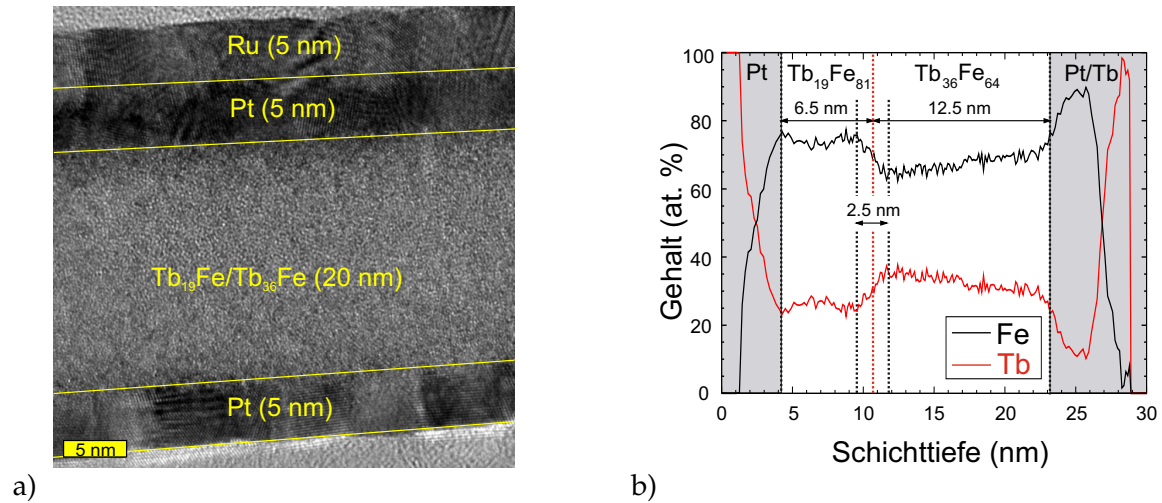


ABBILDUNG 9.2: In (a) ist eine TEM-Querschnittsaufnahme der Heterostruktur  $\text{Pt}(5\text{ nm})/\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}(10\text{ nm})/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}(10\text{ nm})/\text{Pt}(5\text{ nm})/\text{Ru}(5\text{ nm})/\text{Substrat}$  und in (b) die SNMS-Analyse des folgenden Schichtsystems  $\text{Pt}(5\text{ nm})/\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}(7.5\text{ nm})/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}(12.5\text{ nm})/\text{Pt}(5\text{ nm})/\text{Tb}(2\text{ nm})/\text{Substrat}$  gezeigt.

## 9.2 Gekoppelte $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}(10\text{ nm})/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}(10\text{ nm})$ Heterostrukturen

Die magnetischen Eigenschaften der  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}(10\text{ nm})/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}(10\text{ nm})$ -Schicht wurden mittels temperaturabhängigen SQUID-VSM Messungen ( $T = 340, 300, 200\text{ K}$ ) in der out-of-plane Geometrie untersucht (siehe Abb. 9.3). Dieses gekoppelte System weist eine senkrecht

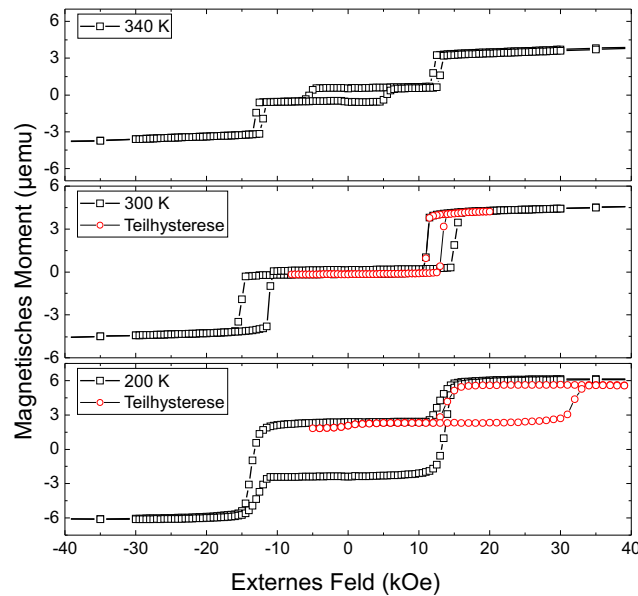


ABBILDUNG 9.3: Bei  $T = 340, 300, 200\text{ K}$  aufgenommene out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen einer  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}(10\text{ nm})/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}(10\text{ nm})$ -Heterostruktur. Zusätzlich sind mit den roten Symbolen die Teilhysteresen gezeigt.

zur Filmebene ausgerichtete Anisotropieachse auf. Der beobachtete Ummagnetisierungsprozess geht von einem drei- in einen zweistufigen Schaltprozess zu tieferen Temperaturen

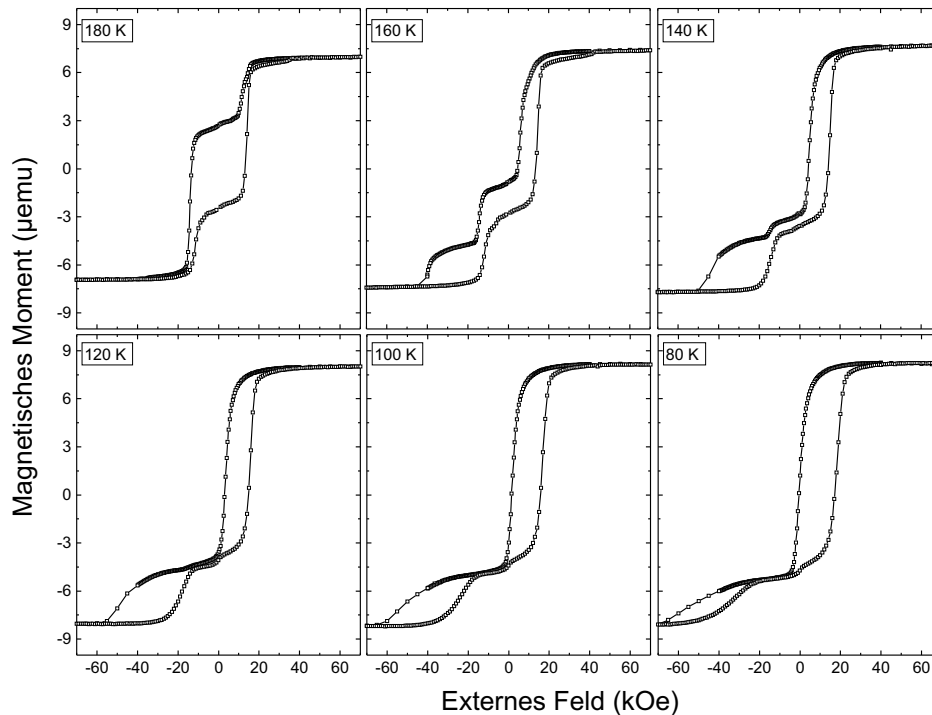


ABBILDUNG 9.4: Temperaturabhängige out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen einer  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}(10\text{ nm})/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}(10\text{ nm})$ -Heterostruktur. Die Probe wurde von Raumtemperatur bei einem Kühlfeld von  $H_{\text{ext}} = 70\text{ kOe}$  bis zur Messtemperatur gekühlt.

über. Somit zeigen Bilagen aus zwei Ferrimagneten, wobei einer Tb- und der andere Fe-dominant ist, ein vergleichbares Verhalten wie die zuvor beschriebenen gekoppelten Systeme bestehend aus einem Ferromagneten mit einer Tb-dominanten TbFe(Co)-Legierung. Der 3d-dominante Ferrimagnet übernimmt die Rolle des Ferromagneten. Beginnend aus der positiven Sättigung kann nicht genau gesagt werden, welche Schicht bei Temperaturen  $T \geq 200\text{ K}$  vor dem Erreichen des Nullfeldes in den energetisch „günstigen“ Zustand dreht. Jedoch konnte mittels XMCD-Messungen (im Text folgend) gezeigt werden, dass für  $T < 200\text{ K}$   $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$  im positiven Feld dreht.

Im ersten Teil der Untersuchung wird die Probe zunächst in einem externen Feld von  $H_{\text{ext}} = 70\text{ kOe}$  gesättigt und anschließend auf die gewünschte Temperatur gekühlt und der Ummagnetisierungsvorgang aufgezeichnet, wie in Abb. 9.4 gezeigt. Ab  $T \leq 120\text{ K}$  ist ausschließlich die Verschiebung von zwei Hysteresen im positiven und negativen Feldbereich, die nicht symmetrisch sind und sich in Form und Koerzitivität unterscheiden, zu beobachten. Es handelt sich hierbei um eine doppelseitige unidirektionale Austauschverschiebung. Wird Anstelle des positiven Sättigungsfeld während der Kühlung ein negatives Feld gleichen Betrags angelegt, erhält man identische Hysteresen jedoch um den Nullpunkt gespiegelt, wie in Abb. 9.5 präsentiert.

Um dieses Verhalten besser zu verstehen, wurden zusätzlich elementspezifische XMCD-Analysen an einem vergleichbaren Schichtsystem durchgeführt. Die gezeigten Hysteresen weichen jedoch geringfügig von den vorangegangenen Ergebnissen ab. Ursache dafür ist,

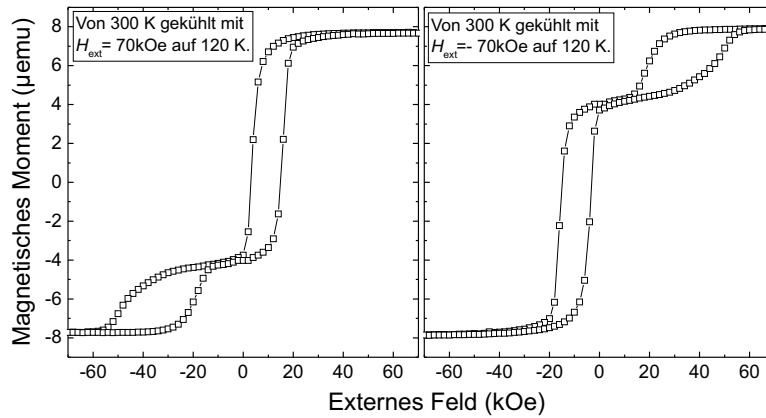


ABBILDUNG 9.5: Out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen aufgenommen bei  $T = 120\text{ K}$  von einer  $Tb_{19}Fe_{81}(10\text{ nm})/Tb_{36}Fe_{64}(10\text{ nm})$ -Heterostruktur. Die Probe wurde bei einem negativen bzw. positiven Kühlfeld von  $\pm 70\text{ kOe}$  eingekühlt.

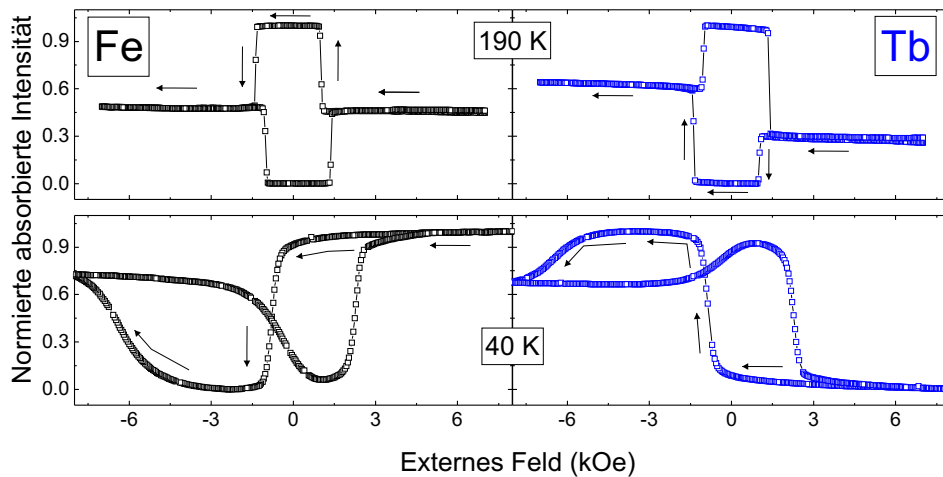


ABBILDUNG 9.6: Temperaturabhängige XMCD-Hysteresen gemessen an der Fe- und Tb-Energiekante einer  $Tb_{19}Fe_{81}(10\text{ nm})/Tb_{36}Fe_{64}(10\text{ nm})$ -Heterostruktur.

dass die für die XMCD-Messungen hergestellten Heterostrukturen in einer anderen Abscheideanlage unter leicht abweichenden Abscheidebedingungen auf SiN-Membranen abgeschieden wurden.

In Abb. 9.6 sind elementspezifischen Hysteresen für Fe und Tb bei 190 K und 40 K gezeigt. Anhand des Absorptionssignals kann auf die jeweilige Schicht, welche ummagnetisiert wird, geschlossen werden. Somit wird im ersten Schritt nach Sättigung der Probe im positiven externen Feld die Schicht mit einem niedrigeren Tb-Anteil ( $Tb_{19}Fe_{81}$ ) gedreht und im negativen Feldbereich dann die Tb-dominante Schicht ( $Tb_{36}Fe_{64}$ ). Zu tieferen Temperaturen (Abb. 9.6, 40 K) ist zu beobachten, dass aus der positiven Sättigung heraus zuerst die Tb-dominante Schicht ummagnetisiert wird. Im hohen negativen Feld dreht sich dann die

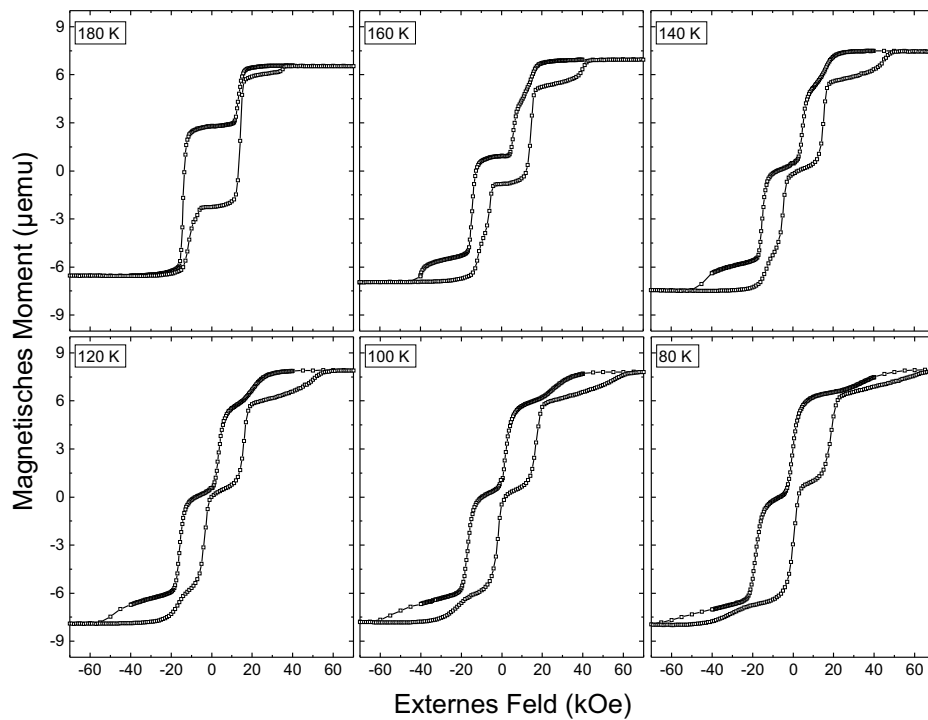


ABBILDUNG 9.7: Temperaturabhängige out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen einer  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}(10\text{ nm})/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}(10\text{ nm})$ -Heterostruktur ohne externes Kühlfeldes.

Fe-dominante Schicht. Es ist noch zu bemerken, dass die Absorptionssignale für das Umorientieren der Tb- und Fe-dominanten Schicht gemessen an der Fe-Kante bei  $T = 190\text{ K}$  fast identisch sind.

Bei Untersuchung des Ummagnetisierungsprozesses ohne externes Kühlfeld mit kleinen Temperaturschritten von Raumtemperatur bis  $40\text{ K}$  konnte das in Abb. 9.7 gezeigte Verhalten beobachtet werden. Bis  $190\text{ K}$  ist kaum ein Unterschied zu den im Kühlfeld aufgenommenen Hysteresen zu erkennen. Unter den gewählten Messbedingungen bleibt jedoch auch bei  $T \leq 160\text{ K}$  ein fast symmetrischer Verlauf der Hysteresen um den Nullpunkt erhalten. Es handelt sich hierbei zwar ebenfalls, wie für unter einem Kühlfeld aufgenommene Hysteresen, um die verschobenen Hysteresen der beiden verbleibenden Schichten, jedoch treten diese in beiden Feldrichtungen gleichmäßig verteilt auf.

Die Ursache der in beide Feldrichtungen verschobenen Hysteresen (mit unterschiedlicher Form) kann wie folgt erklärt werden: An der Grenzfläche zwischen den beiden Schichten existiert durch den Herstellungsprozess hervorgerufen ein Übergangsbereich, wie bereits in Abb. 9.2 (b) diskutiert wurde. Unterhalb von  $T < 180\text{ K}$  wird dieser Bereich teilweise hartmagnetisch und kann nicht mehr durch das angelegte Feld umorientiert werden. Somit dient diese Zwischenschicht als festhaltende Schicht für die verbleibenden  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$  und  $\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}$ -Schichten. Sie prägt diesen eine Vorzugsrichtung in negativer bzw. positiver Feldrichtung auf (entsprechend ihrer Zusammensetzung). Das eine Durchmischung des Grenzbereiches erforderlich ist, wird nach Einfügen einer Ru-Zwischenschicht ( $d_{\text{Ru}} = 0.9\text{ nm}$ ) bzw. Ir ( $d_{\text{Ir}} = 0.5\text{ nm}$ ) ersichtlich. Die beiden ferrimagnetischen Schichten sind nun nicht



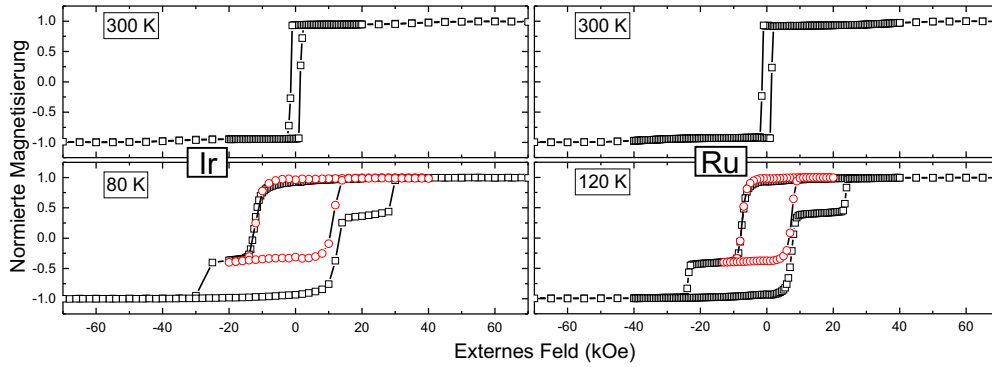


ABBILDUNG 9.8: Temperaturabhängige out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen von  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}(10\text{ nm})/\text{Ru}(\text{Ir})/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}(10\text{ nm})$  mit Ir- und Ru-Zwischenschichten ( $d_{\text{Ru}} = 0.9\text{ nm}$  und  $d_{\text{Ir}} = 0.5\text{ nm}$ ).

mehr im direkten Kontakt miteinander und sollten durch die gewählten Zwischenschichten das typische für eine vorhandene antiferromagnetische RKKY-Kopplung zu erwartende Schaltverhalten zeigen (siehe Kapitel 7.3 und Abb. 9.8). Wie bereits erwähnt, ersetzt der 3d-dominante Ferrimagnet den Ferromagneten. Bei  $T = 80\text{ K}$  ist für beide Heterostrukturen ein zweistufiges Schaltverhalten zu verzeichnen (Abb. 9.8). Jedoch weisen die aufgenommenen Teilhysteresen keine signifikante Verschiebung auf. Folglich liegt nur eine geringe magnetische Austauschkopplung, entgegen der Erwartung, vor. Für vergleichbare Zwischenschichten wurde in Heterostrukturen mit  $[\text{Co}/\text{Pt}]$ -Multilag, wie in Kapitel 7.3 gezeigt, eine starke antiferromagnetische RKKY-Kopplung beobachtet und eine Verschiebung des Ferromagneten. [245] Auf das Schaltverhalten des Systems soll nicht weiter eingegangen werden. Entscheidend ist, dass keine verschobenen Hysteresen für Heterostrukturen mit den Zwischenschichten beobachtet werden können. Aus dieser Studie ist zu sehen, dass ein direkter Kontakt der beiden ferrimagnetischen Schichten erforderlich ist, um die doppelseitige Austauschverschiebung zu beobachten.

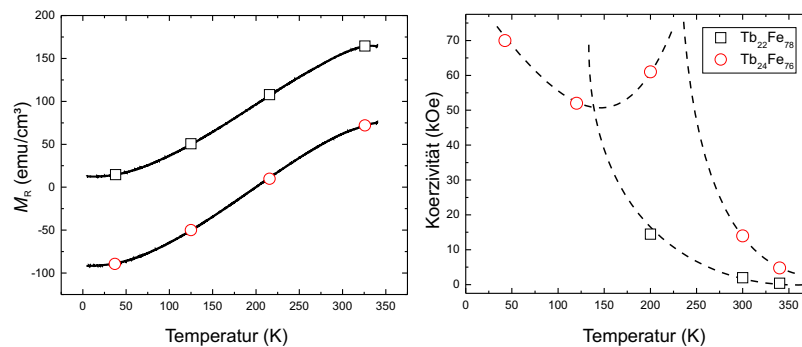


ABBILDUNG 9.9: Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften ( $M_R$  ( $M(T)$ -Kurven) und  $H_C$ ) von 20 nm dicken  $\text{Tb}_{22}\text{Fe}_{78}$ - und  $\text{Tb}_{24}\text{Fe}_{76}$ -Einzelschichten.

Folgend wird die Diskussion zu dem gekoppelten System ohne Zwischenschicht (Ru

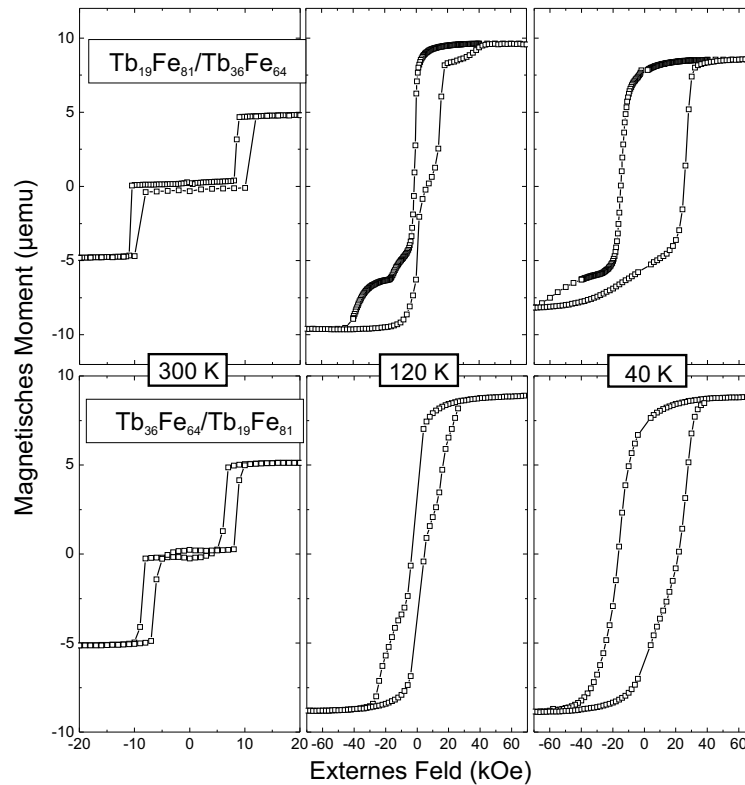


ABBILDUNG 9.10: Temperaturabhängige out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen für die zwei Heterostrukturen  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}(10\text{ nm})/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}(10\text{ nm})/\text{SiO}_2/\text{Si}$  und  $\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}(10\text{ nm})/\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}(10\text{ nm})/\text{SiO}_2/\text{Si}$ .

oder Ir) weitergeführt. Die Schaltfelder der Bilage weichen deutlich von denen der Einzelschichten ab (vgl. Abb. 9.1 und Abb. 9.7). Erklärt werden kann dies über die unterschiedlichen Aufwuchsbedingungen und die Vermischung an der Grenzfläche. Aus den SNMS-Messungen kann gefolgert werden, dass überwiegend die obere Schicht ( $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$ ) von der Durchmischung betroffen ist und folglich in Dicke und den magnetischen Eigenschaften beeinflusst wird. Es ist anzunehmen, dass der Übergangsbereich eine Zusammensetzung aufweist, die annähernd dem Mittelwert der beteiligten Schichten entspricht. Für das vorgestellte System beträgt dieser Wert  $x_{\text{Tb}} \approx 27\text{ at.}\%$ . Um ein Verständnis für die magnetischen Eigenschaften von diesem Bereich zu erhalten, sind die Ergebnisse für dünne TbFe-Schichten (Kapitel 5.1) und deren in Kapitel 5.3 gezeigten Dickenabhängigkeit in Betracht zu ziehen. Die Ausdehnung des Übergangsbereichs beträgt etwa 3 nm. Wenn ein gemittelter Wert von  $x_{\text{Tb}} \approx 27\text{ at.}\%$  für diesen angenommen wird, dann sind die magnetischen Eigenschaften etwa vergleichbar mit denen einer 20 nm dicken ferrimagnetischen Legierung mit einem geringeren Tb-Anteil. Beispielhaft sind für 20 nm dicke  $\text{Tb}_{22}\text{Fe}_{78}$ - und  $\text{Tb}_{24}\text{Fe}_{76}$ -Schichten in Abb. 9.9 die  $M_R$  ( $M(T)$ -Kurven) und  $H_C$ -Werte temperaturabhängig dargestellt. Das typische Ansteigen der Koerzitivitäten zu tiefen Temperaturen ist zu beobachten und zusätzlich wirkt sich der auftretende Kompensationspunkt der Legierungen aus. Für  $\text{Tb}_{22}\text{Fe}_{78}$  kann bereits unterhalb  $T < 200\text{ K}$  keine Hysterese mehr aufgenommen werden,

da das zur Verfügung stehende Feld nicht ausreicht. Weist der Übergangsbereich ein identisches Verhalten in den magnetischen Eigenschaften auf, ist dieser unterhalb einer bestimmten Temperatur hartmagnetisch und kann damit als festhaltende Schicht dienen.

Ein weiterer Aspekt, der aus den Hysteresen des gekoppelten Systems unterhalb  $T \leq 120\text{ K}$  deutlich wird (siehe Abb. 9.4), ist das kaum eine Änderung im Anteil der Magnetisierung für den verschobenen Tb-dominanten-Schichtteil beobachtet wird. Jedoch verringert sich zu tiefen Temperaturen der Anteil der Fe-dominanten Schicht, der noch im externen Feld gedreht werden kann. Dies wird durch die abnehmende Magnetisierung der  $Tb_{19}Fe_{81}$ -Teilhysterese im negativen Feldbereich deutlich. Es ist anzunehmen, dass immer mehr Bereiche der verbleibenden  $Tb_{19}Fe_{81}$ -Schicht hartmagnetisch werden und nicht mehr im externen Feld gedreht werden können.

Interessanterweise muss eine bestimmte Reihenfolge des Schichtstapels, wie diese aufeinander abgeschieden werden, eingehalten werden. In Abb. 9.10 sind Hysteresen bei  $T = 300, 120$  und  $40\text{ K}$  für die Heterostrukturen  $Tb_{19}Fe_{81}(10\text{ nm})/Tb_{36}Fe_{64}(10\text{ nm})/SiO_2/Si$  und  $Tb_{36}Fe_{64}(10\text{ nm})/Tb_{19}Fe_{81}(10\text{ nm})/SiO_2/Si$  gezeigt. Die bei Raumtemperatur aufgenommenen Verläufe zeigen nur geringfügige Abweichungen. Jedoch werden hin zu tiefen Temperaturen die Unterschiede deutlich. Für den Schichtstapel muss folglich immer die Fe-dominante Legierung auf die Tb-dominante abgeschieden werden, um eine starke Austauschverschiebung zu erhalten.

### 9.2.1 Modell zur Erklärung der auftretenden Phänomene

Zur Erklärung des beobachteten Phänomens wird das folgende Modell vorgestellt. In Abb. 9.11 sind für die  $Tb_{19}Fe_{81}/Tb_{36}Fe_{64}$ -Heterostruktur fünf markante Bereiche im Umschaltprozess der Hysterese bei  $T = 170\text{ K}$  markiert. Hierbei wurde die Probe unter Anlegen eines externen Kühlfeldes von  $70\text{ kOe}$  gekühlt. Um die auftretenden Stufen in der Hysterese erklären zu können und eine Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zu erreichen, ist für den Übergangsbereich eine Fe-dominante Zusammensetzung erforderlich. Wird das Gesamtsystem unterhalb  $T = 190\text{ K}$  gekühlt, zeigt der Übergangsbereich (mit einer lokal variierenden Zusammensetzung) Bereiche die bereits den hartmagnetischen Zustand erreichen. In dem Modell sind die Bereiche, welche nicht vom externen Feld gedreht werden können, gelb gekennzeichnet. Andernfalls sind die Bereiche grün markiert. Beginnend mit der Kühlung im positiven Feld bis hin zur gewünschten Temperatur, sind in Sättigung (1. Punkt) alle dominanten Momente parallel zueinander ausgerichtet. An der Grenzfläche zur Tb-dominanten Schicht liegt nun eine Domänenwand vor. Hierbei spielt es zunächst keine Rolle, dass nach Erreichen der Endtemperatur vereinzelte Bereiche nicht mehr im externen Feld gedreht werden können. Bei Reduzierung des Feldes, richten sich nun die Bereiche der Fe-dominanten Schicht in den Grundzustand aus, die nicht mit dem hartmagnetischen Teil der Zwischenschicht (grün) gekoppelt sind (Punkt 2). Die Zwischenschicht ist an diesen Stellen so stark austauschgekoppelt, dass diese bevorzugt gemeinsam mit der Fe-dominanten Schicht dreht. Folglich verschwindet an diesen Stellen die IDW. Unter Betrachtung der Einzelschichteigenschaften wäre zu erwarten, dass sich die Tb-dominante Schicht (kleineres

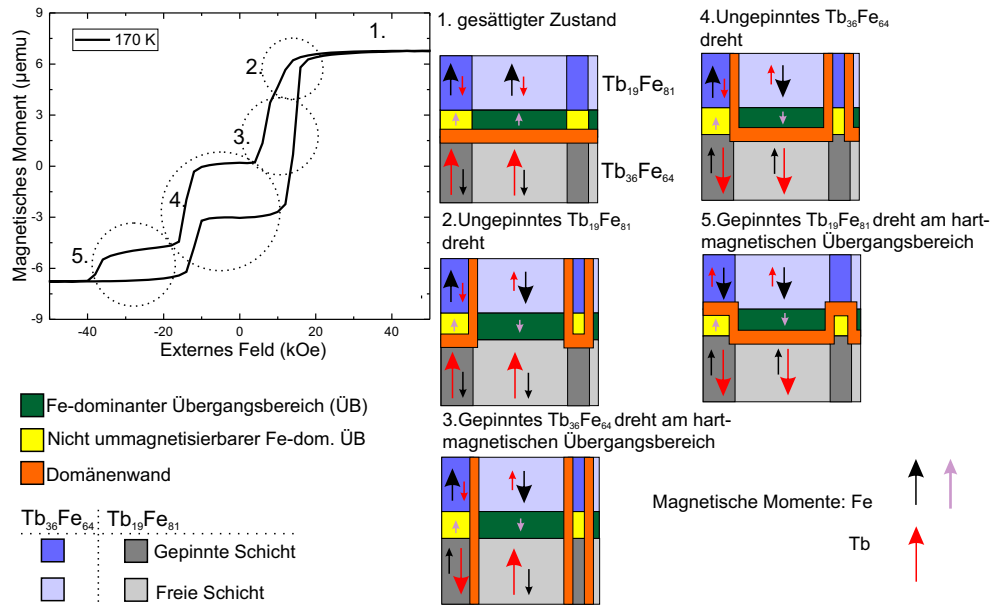


ABBILDUNG 9.11: Out-of-plane  $M(H)$ -Hysterese von  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}$  bei  $T = 170 \text{ K}$  bei Kühlung unter einem Feld von  $70 \text{ kOe}$ . Das Modell beschreibt die zugrunde liegenden Schaltprozesse.

$K_U$ ) zuerst im positiven Feldbereich ausrichtet. Jedoch konnte über XMCD-Messungen gezeigt werden, dass dies nicht der Fall ist. Da jedoch der weichmagnetischere Übergangsbereich stark an die  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$  koppelt und einen höheren Tb-Anteil aufweist, zeigt die magnetische Bilage ein abweichendes Schaltverhalten im Vergleich zu den Einzelschichten. Der verbleibende Teil von  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$ , welcher mit dem hartmagnetischen Übergangsbereich koppelt, bleibt im Ausgangszustand und es bilden sich vertikale Domänenwände in der  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$ -Schicht aus. Wird das Feld weiter verringert, drehen an Punkt 3. die Tb-dominanten Bereiche, die an Grenzflächen zu dem hartmagnetischen Übergangsbereichen gekoppelt sind, in den energetisch „günstigen“ Zustand. Die horizontale IDW ist vollständig annihiliert. Die Schichten weisen ausschließlich laterale Multidomänen auf mit vertikalen Domänenwänden. Im negativen Feldbereich schalten an Punkt 4. die Tb-dominanten Bereiche, die nicht an den hartmagnetischen Übergangsbereich gekoppelt sind. Folglich werden hierbei vertikale Domänenwände aufgehoben und an der Grenzfläche entsteht eine IDW zur Fe-dominanten Schicht. Nimmt das negative Feld weiter zu, bricht die sehr starke magnetische Kopplung von  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$  an den hartmagnetischen Übergangsbereich auf (Punkt 5.) und der gesättigte Zustand im negativen Feldbereich ist erreicht. Der Rückweg unterscheidet sich jedoch stark vom Hinweg. An dieser Stelle kann ausschließlich das zweistufige Schaltverhalten beobachtet werden. Die Ursache hierfür sind die unterschiedlichen Ausgangsbedingungen der Domänenwände an der Grenzfläche im gesättigten Zustand. Auf dem Rückweg dreht im negativen Feldbereich zuerst die gesamte Fe-dominante Schicht und dann im positiven Bereich die Tb-dominante Schicht. Für die vorgestellten Ergebnisse bei  $T = 170 \text{ K}$  dient nicht der komplette Übergangsbereich als festhaltende Schicht. Wird hingegen wie in Abb. 9.12

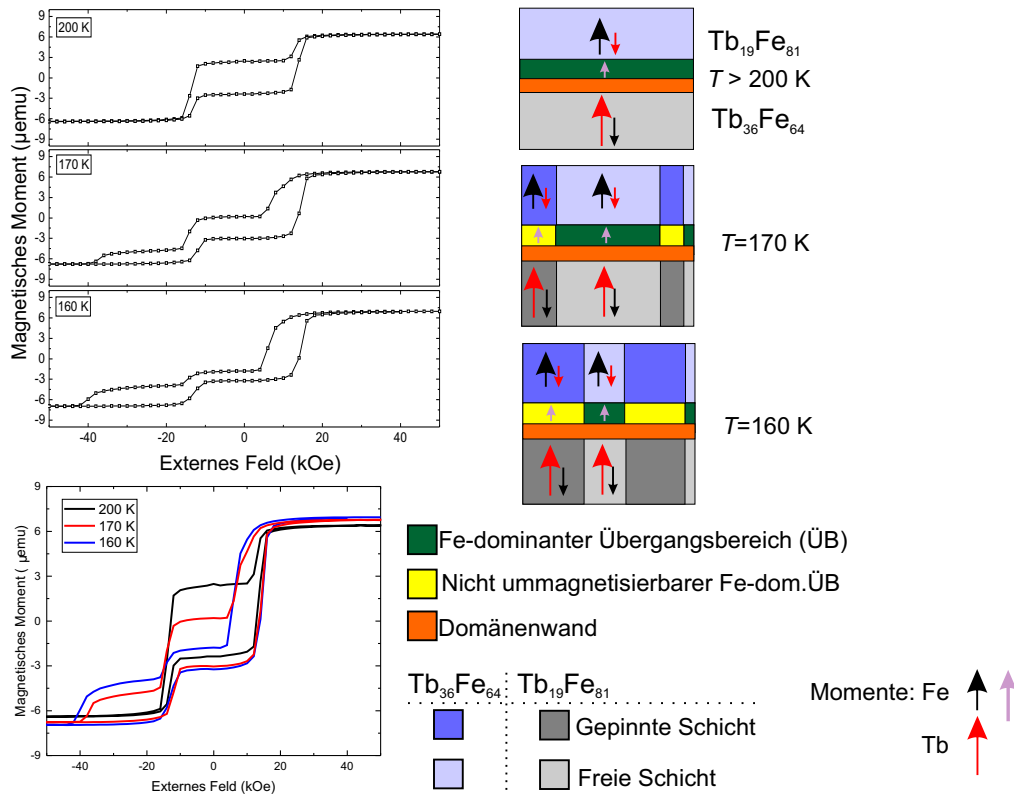


ABBILDUNG 9.12: Out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen von  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}$  gemessen bei  $T = 200, 170$  und  $160\text{ K}$  unter Kühlung mit einem Feld von  $70\text{ kOe}$ . Das Modell beschreibt die zugrunde liegenden Schaltprozesse.

schrittweise zu tieferen Temperaturen in einem positiven externen Feld gekühlt, geht anteilig immer mehr dieses Übergangsbereichs in den hartmagnetischen Zustand über. Folglich verringert sich der um das Nullfeld auftretende symmetrische Anteil (ungepinnter Anteil der restlichen TbFe-Schichten) in den aufgenommenen Hysteresen und eine verstärkte Ausprägung der verschobenen Hysteresen in beide Feldrichtungen erfolgt. In Abb. 9.12 sind die zugehörigen Magnetisierungskurven bei  $T = 200, 170$  und  $160\text{ K}$  gezeigt, sowie die zugehörigen Ausgangszustände bei Sättigung. Das angelegte Feld während des Kühlprozesses prägt der hartmagnetischen Schicht ihre Vorzugsrichtung auf. Damit kann die beobachtete Invertierung der Hysteresen in Abb. 9.5 unter einem positiven und negativen Kühlfeld erklärt werden.

Wird hingegen kein externes Feld während des Kühlvorgangs angelegt und schrittweise von  $T = 340\text{ K}$  auf die gewünschte Temperatur gekühlt, ist ein nahezu gleichmäßiges Schalten für den Hin- und Rückweg zu beobachten, wie in Abb. 9.13 bei  $T = 120\text{ K}$  gezeigt ist. Ein Modell zur Beschreibung des vorliegenden Domänenzustandes ist hierzu illustriert. Für die gewählte Temperatur von  $T = 120\text{ K}$  liegt der komplette Übergangsbereich hartmagnetisch vor und gibt den verbleibenden TbFe-Schichten über die starke Austauschkopplung eine

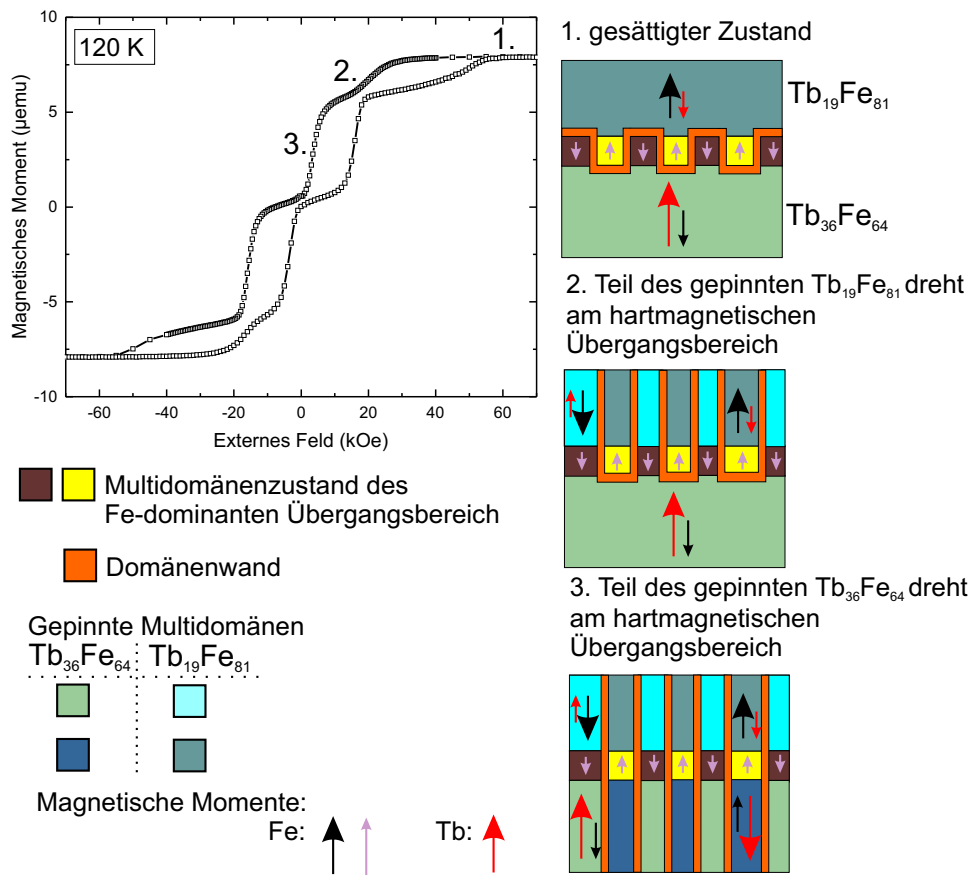


ABBILDUNG 9.13: Out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen von  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}$  gemessen bei  $T = 120\text{ K}$  ohne angelegtes Kühlfeld mit einem vollständig entmagnetisierten Übergangsbereichs. Das Modell beschreibt die zugrunde liegenden Schaltprozesse.

Vorzugsrichtung vor und damit die Verschiebung entlang der Feldachse. Um das vorliegende Schaltverhalten erklären zu können, ist von einem Multidomänenzustand der Zwischenschicht auszugehen. Es liegt eine nahezu Gleichverteilung der beiden möglichen Orientierungszustände in der hartmagnetischen Schicht vor und diese können nicht mehr durch ein externes Feld ummagnetisiert werden. Bei positiver Sättigung bleiben die dominierenden Momente der verbleibenden Schichten von  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$  und  $\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}$  entlang des angelegten Feldes ausgerichtet. An der Grenzfläche entstehen Domänenwände entsprechend der Ausrichtung der Magnetisierung im Übergangsbereich, wie es in der Abb. 9.13 an Punkt 1. zu sehen ist. Am 2. Punkt werden die Bereiche der  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$ -Schicht umorientiert, die über die magnetische Austauschkopplung mit der Zwischenschicht in ihren energetisch favorisierten Zustand gelangen. Es entstehen vertikale Domänenwände. Beim 3. Schaltprozess auf der positiven Feldseite drehen dann die Bereiche der  $\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}$ -Schicht in deren Grundzustand. Das System zeigt nun eine durch den Multidomänenzustand des Übergangsbereichs aufgeprägte Domänenstruktur in den angrenzenden Schichten. Wie im Modell veranschaulicht, zeigen diese ausschließlich vertikale Domänenwände an der Grenzfläche. Abschließend drehen mit zunehmendem negativen Feld zuerst die Bereiche der Tb- und folgend die

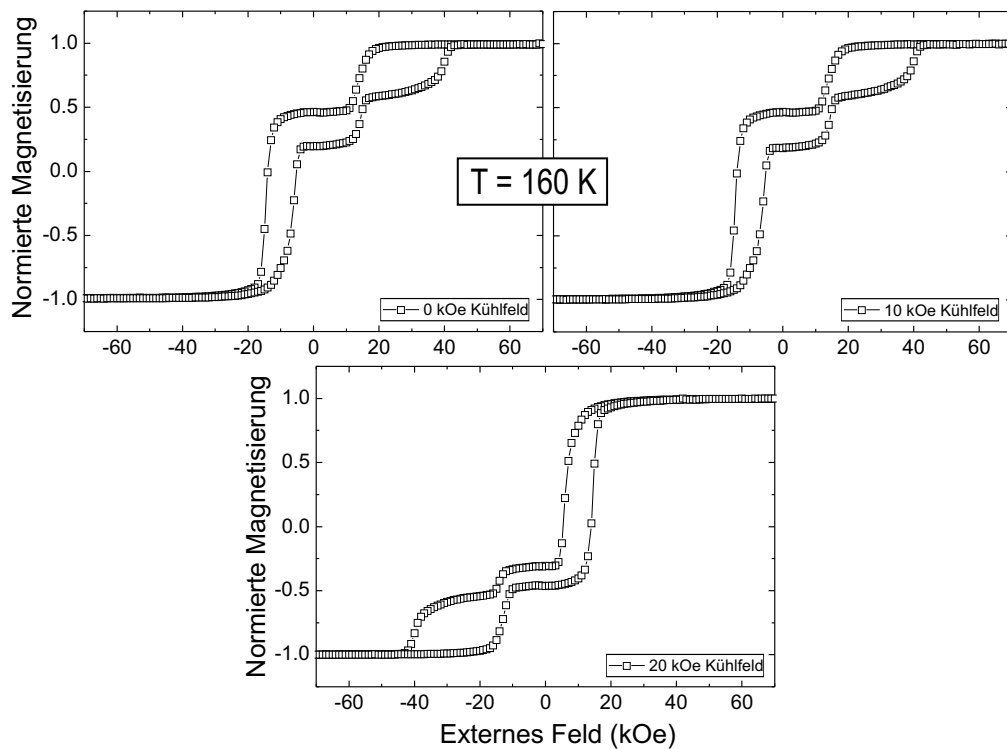


ABBILDUNG 9.14: Out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen aufgenommen bei  $T = 160\text{ K}$  von einer  $Tb_{19}Fe_{81}(10\text{ nm})/Tb_{36}Fe_{64}(10\text{ nm})$ -Schicht. Zur Kühlung wurden verschiedene Kühlfelder gewählt ( $H_{\text{ext}} = 0, 10, 20\text{ kOe}$ ).

der Fe-dominanten Schicht, die noch nicht parallel zum externen Feld ausgerichtet sind. Die wirkende Zeeman-Energie führt zum Aufbrechen der favorisierten Austauschkopplung. In den Einzelschichten sind nun keine Domänenwände mehr zu verzeichnen. Nur noch an der Grenzfläche ist eine horizontale Domänenwand.

Um den Multidomänenzustand des Übergangsbereichs zu realisieren, sind zwei Verfahren möglich. Zum einen kann die Probe im nicht hartmagnetischen Zustand des Übergangsbereichs entmagnetisiert werden und anschließend erfolgt die Kühlung ohne ein externes Feld. Ebenfalls kann ein schrittweises Kühlen angewendet werden. Hierbei wird langsam ohne ein externes Feld von  $T = 200\text{ K}$  in 10 K-Schritten auf  $T = 120\text{ K}$  gekühlt und bei jeder Temperatur eine volle Hysterese aufgenommen. Es entsteht bei  $T = 120\text{ K}$  der selbe Magnetisierungsverlauf wie in Abb. 9.13 gezeigt. Wurde jedoch die Heterostruktur ohne ein externes Feld von Raumtemperatur direkt auf  $T = 120\text{ K}$  gekühlt (Heizrate  $30\frac{\text{K}}{\text{min}}$  und vorhergehende positive Sättigung), konnte eine identische Hysterese aufgenommen werden, wie sie unter einem positiven Kühlfeld von  $H_{\text{ext}} = 70\text{ kOe}$  zu erwarten ist. Folglich spielen die gewählten Kühlbedingungen (u.a. Abkühlgeschwindigkeit) eine ausschlaggebende Rolle, welchen Domänenzustand der Übergangsbereich aufweist. Durch das stufenweise Abkühlen nimmt der Übergangsbereich schrittweise die hartmagnetischen Eigenschaften an. Welche Ausrichtung die nacheinander entstehenden hartmagnetischen Bereiche zueinander aufweisen, kann jedoch auf Grund der lokalen Inhomogenität der Zusammensetzung nicht vorhergesagt werden.

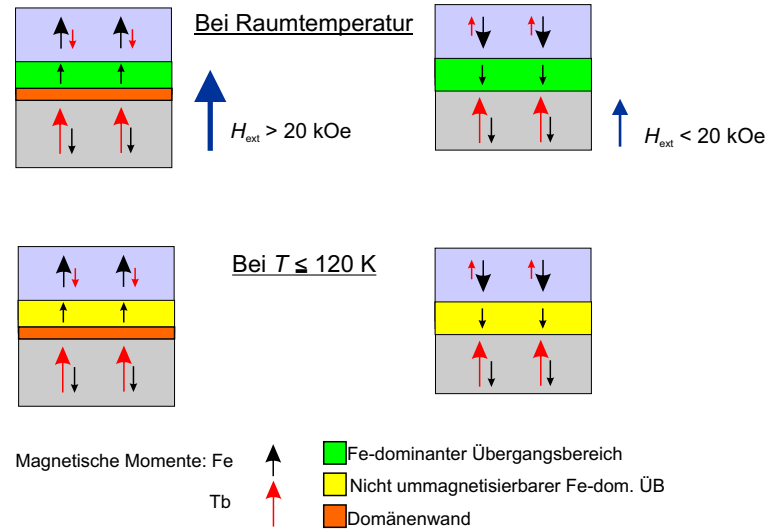


ABBILDUNG 9.15: Modell der Kühlungabhängigkeit des Ummagnetisierungsvorgangs von Tb<sub>19</sub>Fe<sub>81</sub>(10 nm)/Tb<sub>36</sub>Fe<sub>64</sub>(10 nm) bei Kühlung von Raumtemperatur bis  $T = 120 \text{ K}$  (vollständig eingefrorener Übergangsbereich).

Ein weiterer Einfluss auf die Konfigurationen der Domänenstruktur kann über die Größe der gewählten Kühlfelder genommen werden. Ein Beispiel hierfür ist in Abb. 9.14 gezeigt. Nach positiver Sättigung der Probe mit  $H_{\text{ext}} = 70 \text{ kOe}$  wurde das System mit verschiedenen Kühlfeldern ( $H_{\text{ext}} = 70, 40, 30, 20, 10, 0 \text{ kOe}$ ) auf  $T = 160 \text{ K}$  gekühlt. Liegt das Kühlfeld  $H_{\text{ext}} \geq 20 \text{ kOe}$ , sehen alle aufgenommenen Magnetisierungsverläufe identisch aus. Bei  $H_{\text{ext}} = 0$  und  $10 \text{ kOe}$  (oder negativen Kühlfeldern) zeigt die Hysteresese jedoch einen um den Nullpunkt invertierten Verlauf. Eine Erklärung des auftretenden Mechanismus ist in Abb. 9.15 gezeigt, wobei vereinfacht ein vollständig hartmagnetischer Übergangsbereich bei  $T = 120 \text{ K}$  angenommen wird. Für  $T \geq 200 \text{ K}$ , der Temperatur bei der die hartmagnetischen Eigenschaften des Übergangsbereichs noch nicht einsetzen, wird im positiven Feldbereich bei  $H_{\text{ext}} \geq 20 \text{ kOe}$  der gesättigte Zustand des Systems durch Ausrichten der Fe-dominanten und Tb-dominanten Schicht entlang des externen Feldes erreicht. Eine Domänenwand zum Tb-dominanten Bereich liegt vor. Bei Kühlung des Systems unterhalb  $T \leq 160 \text{ K}$  wird die magnetische Ausrichtung des Übergangsbereichs (hartmagnetische Anteil) entlang des positiven Feldes eingefroren. Wird hingegen nach der Sättigung von  $70 \text{ kOe}$  (bei  $T \geq 200 \text{ K}$ ) ein geringeres externes Kühlfeld  $0 \leq H_{\text{ext}} < 20 \text{ kOe}$  angelegt, orientiert sich die weichmagnetische Fe-dominante Schicht mit dem Übergangsbereich über die favorisierte parallele Kopplung der 3d-Momente an der Grenzfläche antiparallel zum externen Feld. Zu tiefen Temperaturen wird der Übergangsbereich erneut hartmagnetisch, ist jedoch nun entgegengesetzt orientiert (zu dem vorher beschriebenen Fall). Folglich resultieren die beobachteten invertierten Hysteresen.



### 9.3 Variation der Schichtdicken des gekoppelten Systems

#### $Tb_{19}Fe_{81}(20\text{ nm} - d)/Tb_{36}Fe_{64}(d)$ ( $d = 7.5, 10, 12.5, 15\text{ nm}$ )

In dieser Studie steht im Vordergrund, welche minimale Dicke die beteiligten Schichten aufweisen müssen, um den Effekt der beidseitigen Austauschverschiebung beobachten zu können. Eine wesentliche Rolle spielt hierbei der Übergangsbereich, dessen Ausdehnung mit rund 3 nm aus den SNMS-Messungen bestimmt werden konnte. Die Balance zwischen den dickenabhängigen Variationen der magnetischen Eigenschaften von TbFe-Legierungen, welche in Kapitel 5.3 ausführlich diskutiert wurden und den zur Realisierung der Verschiebung der Hysteresen erforderlichen hohen Austauschfelder an der Grenzfläche, sind hierbei zu nennen.

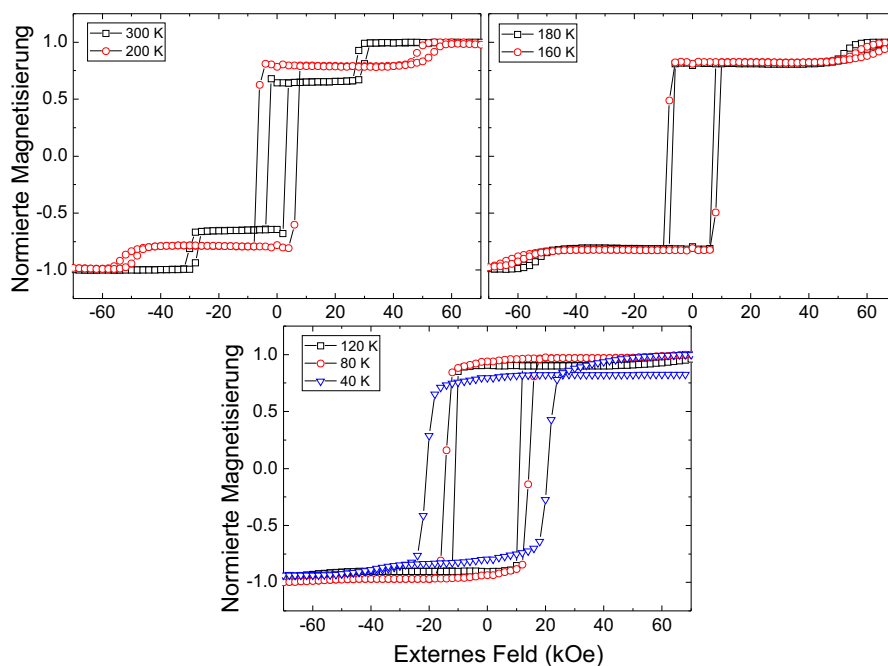


ABBILDUNG 9.16: Temperaturabhängige out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen einer  $Tb_{19}Fe_{81}(5\text{ nm})/Tb_{36}Fe_{64}(15\text{ nm})$ -Heterostruktur.

In Abb. 9.16, 9.17, 9.18 und 9.19 sind temperaturabhängig die Hysteresen der gekoppelten Heterostrukturen  $Tb_{19}Fe_{81}(5\text{ nm})/Tb_{36}Fe_{64}(15\text{ nm})$ ,  $Tb_{19}Fe_{81}(7.5\text{ nm})/Tb_{36}Fe_{64}(12.5\text{ nm})$ ,  $Tb_{19}Fe_{81}(12.5\text{ nm})/Tb_{36}Fe_{64}(7.5\text{ nm})$  und  $Tb_{19}Fe_{81}(15\text{ nm})/Tb_{36}Fe_{64}(5\text{ nm})$  gezeigt. Es wurden für alle Schichtsysteme die gleichen Messbedingungen gewählt. Beginnend von Raumtemperatur wurde mit einem Kühlfeld von  $H_{\text{ext}} = 70\text{ kOe}$  schrittweise auf die jeweilige Messtemperatur gekühlt. Die Heterostrukturen mit den zwei dünnsten  $Tb_{19}Fe_{81}$ -Schichten weisen bei keiner Messtemperatur eine doppelseitige Verschiebungen auf (siehe Abb. 9.16). Erst bei tiefen Temperaturen beobachtet man minimale Asymmetrien in den Hysteresen. Für  $T > 120\text{ K}$  sind die Hysteresen symmetrisch und die dünnere  $Tb_{19}Fe_{81}$  wird von positiver Sättigung kommend, bei Reduzierung des Magnetfeldes auf Grund der antiparallelen Kopplung in den Grundzustand umorientiert. Mit abnehmender Temperatur wird die

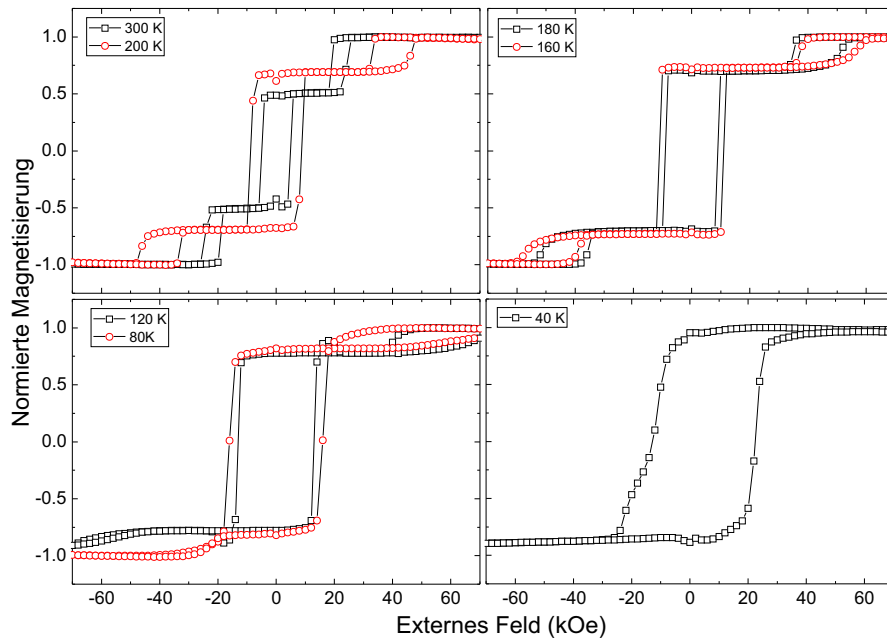


ABBILDUNG 9.17: Temperaturabhängige out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen einer  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}(7.5 \text{ nm})/\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}(12.5 \text{ nm})$ -Heterostruktur.

Ummagnetisierung bei immer höheren externen Feldern beobachtet und das anteilige Moment der Satellitenhysteresen nimmt gleichzeitig ab (Abb. 9.16). Die um den Nullpunkt auftretenden Hysteresen werden durch das gemeinsame Ummagnetisieren der gekoppelten Struktur hervorgerufen. Der anteilige Magnetisierungsbeitrag der Satellitenhysteresen ist höher, je dicker die Fe-dominante Schicht gewählt wurde. Für Bilagen mit einer 7.5 nm dicken  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$ -Schicht treten Asymmetrien bereits bei  $T = 120 \text{ K}$  auf (siehe Abb. 9.17). Dieses Verhalten kann damit erklärt werden, dass die Fe-dominante Schicht eine Mindestdicke aufweisen muss, damit ein hartmagnetisches Verhalten des Übergangsbereichs erhalten werden kann. Für die gekoppelten Bilagen zweier TbFe-Legierungen wirkt sich die Änderung der magnetischen Eigenschaften stark mit Variation der Schichtdicke aus. Für den Fall einer festen Legierung (identische Zusammensetzung) und ansteigender (reduzierter) Schichtdicke, gehen die magnetischen Eigenschaften in ein Tb(Fe)-dominanteres Verhalten über, wie in Kapitel 5.3 ausführlich diskutiert wurde. Eine Dickenänderung beider Schichten um 2.5 nm bewirkt jedoch nur eine geringe Änderung der magnetischen Eigenschaften. Bei keiner Temperatur kann in den beiden zuvor beschriebenen Heterostrukturen ein Übergang von einem drei- in ein zweistufiges Schaltverhalten beobachtet werden. Erst bei einer Änderung von 5 nm können die in beide Feldrichtungen verschobenen Hysteresen (unterschiedlicher Form und Ausprägung) erhalten werden (siehe Abb. 9.18 und Abb. 9.4). Folglich muss  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$  eine Mindestdicke von 10 nm aufweisen. Die Ergebnisse zu diesem System wurden bereits detailliert in Kapitel 9.2 vorgestellt. Es ist anzunehmen, dass neben dem entstehenden Übergangsbereich ebenfalls der verbleibende magnetisch weichere  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$ -Anteil eine gewisse Ausdehnung aufweisen muss, um separat im externen Feld gedreht werden zu können.

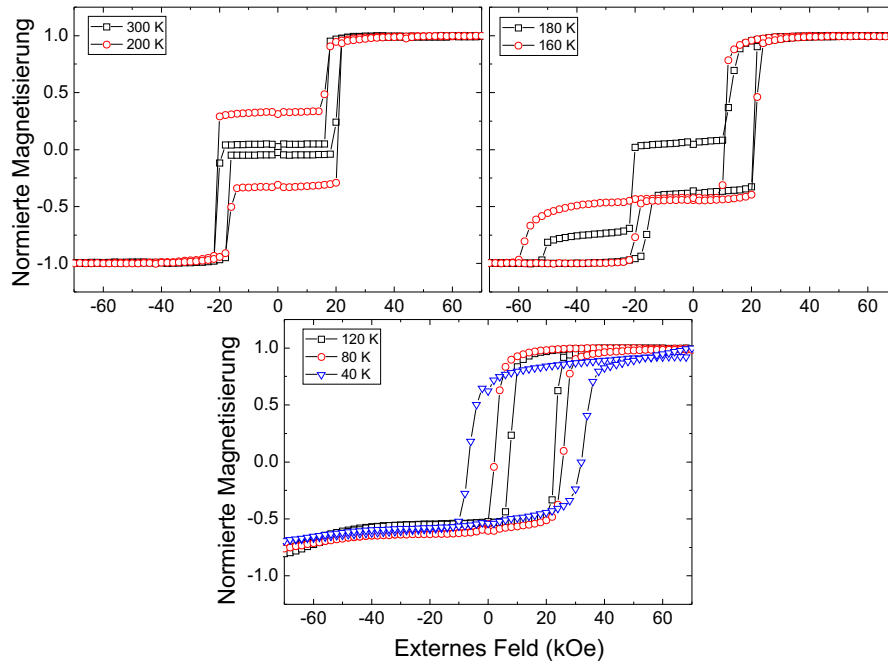


ABBILDUNG 9.18: Temperaturabhängige out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen einer  $Tb_{19}Fe_{81}(12.5\text{ nm})/Tb_{36}Fe_{64}(7.5\text{ nm})$ -Heterostruktur.

Jedoch gibt es auch eine maximale Ausdehnung der Fe-dominanten Schicht, um das Phänomen der doppelseitigen Austauschverschiebung in einer Bilage zu erhalten.

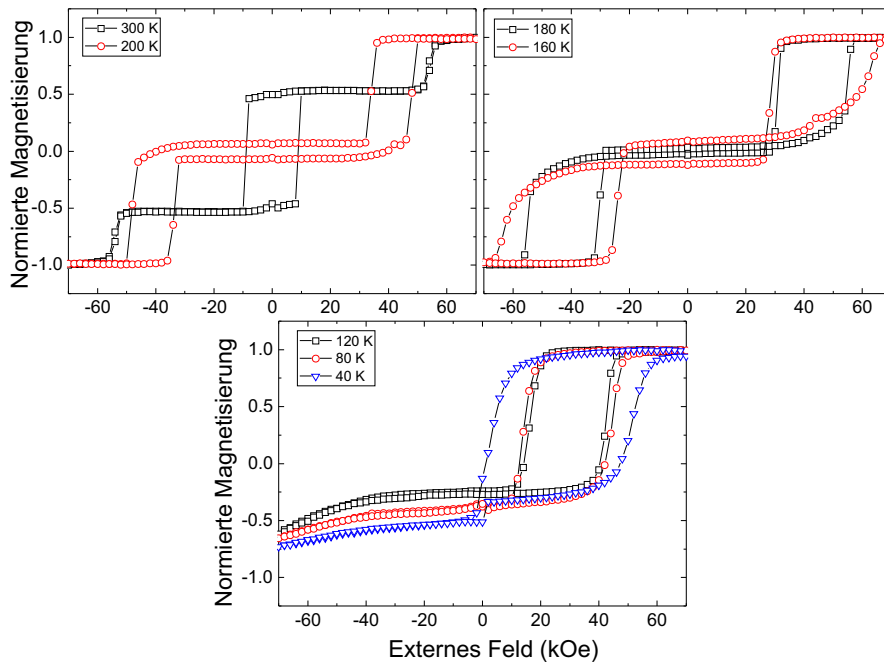


ABBILDUNG 9.19: Temperaturabhängige out-of-plane  $M(H)$ -Hysteresen einer  $Tb_{19}Fe_{81}(15\text{ nm})/Tb_{36}Fe_{64}(5\text{ nm})$ -Heterostruktur.

Beträgt die Dicke von  $Tb_{19}Fe_{81}$  etwa 12.5 nm zeigen die in Abb. 9.18 vorgestellten Hysteresen bei  $T = 180$  und 160 K die beschriebene doppelseitige Austauschverschiebung. In

diesem System ist für Temperaturen unterhalb  $T < 120$  K ausschließlich das Ummagnetisieren der Tb-dominanten Legierung zu verzeichnen. Die Fe-dominante Schicht und der Übergangsbereich sind folglich magnetisch so hart, dass sie nicht mehr durch das zur Verfügung stehende externe Feld von 70 kOe in ihrer Magnetisierungsausrichtung verändert werden können.

Die Ursache für den auftretenden Unterschied in den Ummagnetisierungsverhalten der Bilagen ist in der Schichtdickenabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften der TbFe-Legierungen begründet. Für  $d \geq 12.5$  nm der Fe-dominanten Schicht kann ausschließlich die verschobene Hysterese von Tb<sub>36</sub>Fe<sub>64</sub> im positiven Feldbereich beobachtet werden (siehe Abb. 9.19). Bei Temperaturen  $T \geq 120$  K ist der Übergangsbereich und die Fe-dominante Schicht magnetisch gekoppelt und drehen gemeinsam im externen Feld. Die zugehörigen Schaltfelder liegen deutlich höher im Vergleich zu den in Abb. 9.18 gezeigten Hysteresen bei  $T = 180$  K, wobei durch die Zunahme der Schichtdicke ein Anstieg in  $H_C$  und  $K_U$  zu erwarten ist. Wird das Gesamtsystem weiter gekühlt, kann neben dem Übergangsbereich auch die verbleibende Tb<sub>19</sub>Fe<sub>81</sub>-Schicht nicht mehr vom zur Verfügung stehenden Feld von 70 kOe ummagnetisiert werden. Folglich prägen diese der Tb-dominanten Schicht eine Vorzugsrichtung auf. Gleichfalls ist ein Ansteigen der Austauschfelder zu verzeichnen. Diese sind für Tb<sub>19</sub>Fe<sub>81</sub>(15 nm)/Tb<sub>36</sub>Fe<sub>64</sub>(5 nm)-Heterostrukturen bei  $T = 120$  K mit  $H_{eb} = 30$  kOe am höchsten.

Ist jedoch die Fe-dominante Schicht zu dünn, können zum einen die erforderlichen Bedingungen zur Ausbildung eines hartmagnetischen Übergangsbereichs nicht realisiert werden. Zum anderen ist die Ausdehnung der verbleibenden Schicht zu gering, um eine doppelseitige Verschiebung des gekoppelten Systems zu erhalten. Es ist ebenfalls zu beachten, dass die Eigenschaften der Tb-dominanten Schicht sich mit der Schichtdicke verändern, jedoch wurden diese nicht weiter diskutiert da keine starken Auswirkungen auf das Schaltverhalten zu beobachten sind (siehe Kapitel 5.3). Teilweise wurden die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse als Veröffentlichung bei Phys. Rev. B eingereicht. Ebenfalls ist zu erwähnen, dass ein Teil der Schichten im Rahmen der Masterarbeit von Patrick Reinhardt hergestellt wurden. [230]

Zusammenfassend zeigt sich in dieser Studie erneut die hohe Sensitivität der Systeme und die sich auswirkende Überlagerung verschiedener Eigenschaften der schweren SE-ÜM-Legierungen. Neben den variierenden magnetischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der Zusammensetzung, Temperatur und Schichtdicke, wirken sich zusätzlich die Wachstumsbedingungen während des Abscheideprozesses und Durchmischungen an der Grenzfläche der Heterostrukturen aus.

## Kapitel 10

# Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene grundlegende Fragestellungen zur magnetischen Wechselwirkung in Dünnschichtsystemen untersucht. Die Kopplung ferri- und ferromagnetischer Systeme bestehend aus schweren Seltenerd- und 3d-Übergangsmetallen und die damit verbundenen Kopplungsmechanismen standen im Mittelpunkt der Untersuchungen. Als experimentelle Techniken wurden neben den temperatur- und feldabhängigen Magnetisierungsmessungen (SQUID-VSM) zusätzlich elementspezifische XMCD-Analysen durchgeführt. Des Weiteren wurden die strukturellen Eigenschaften der gekoppelten Schichten untersucht. Hierfür wurde neben XRD-Messungen auch TEM-Analysen durchgeführt.

Im ersten Schritt wurden als Referenz binäre und ternäre ferrimagnetische  $\text{Tb}_x\text{Fe}_{100-x}$ -,  $\text{Tb}_x\text{Co}_{100-x}$ - und  $\text{Tb}_x\text{Co}_y\text{Fe}_{100-x-y}$ -Einzelschichten in Abhängigkeit von der Zusammensetzung und für unterschiedliche Schichtdicken (5 bis 86 nm) untersucht. Zusätzlich wurde die Auswirkung von gekrümmten Oberflächen auf die magnetischen Eigenschaften vorgestellt. Eine senkrecht zur Filmebene orientierte Anisotropieachse mit einer gleichzeitig amorphen Struktur der Systeme konnte für die analysierten Schichten nachgewiesen werden. Die Abhängigkeiten von der magnetischen Anisotropie und Sättigungsmagnetisierung von der Tb-Konzentration und dem Co/Fe-Verhältnis in ternären Legierungen wurde in einem breiten Temperaturbereich diskutiert. Allerdings ist es zusätzlich erforderlich die Werte der magnetischen Steifigkeit der Legierungen zu bestimmen. Hierfür sind weiterführende Studien erforderlich. Erste Versuche in Zusammenarbeit mit Prof. Erol Girt (Simon Fraser Universität, Kanada) und seinem entwickelten Verfahren zur Bestimmung der Steifigkeit [246] waren für unsere amorphen SE-ÜM-Legierungen bisher nicht erfolgreich. Zusammenfassend ist zu sagen, dass die in dieser Arbeit vorgestellten magnetischen Eigenschaften der ferrimagnetischen Legierungen weitestgehend mit den in der Literatur bekannten Resultaten übereinstimmen.

Die Legierungsschichten weisen eine recht hohe Sensitivität der magnetischen Eigenschaften in Bezug auf veränderte Wachstumsbedingungen auf. Minimale Veränderungen des Abscheidedrucks, des Energieeintrags der deponierten Atome, der Temperatur oder Abweichungen in der Zusammensetzung führen zu gravierenden Änderungen in den magnetischen Eigenschaften. Die zusätzlich auftretenden lokalen Inhomogenitäten in der Zusammensetzung von Seltenerd-Übergangsmetalllegierungen führen in Tb-dominanten TbFe-Schichten zur Ausbildung von Satellitenhysteresen im hohen Feldbereich.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden gekoppelte Heterostrukturen bestehend aus ternären

TbCoFe-Legierungen mit  $[\text{Co}(0.4 \text{ nm})/\text{Pt}(0.8 \text{ nm})]_{10}$ -Multilagen untersucht. Der ausgewählte Ferromagnet zeichnet sich durch eine geringe Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eigenschaften aus. Die für den Ferromagneten aufgenommenen Austauschfelder zeigten eine systematische Abhängigkeit vom Tb-Anteil und dem Co/Fe-Verhältnis des Ferrimagneten. Diese folgen den in der Literatur beschriebenen intrinsischen Kopplungsabhängigkeiten, die durch den SE-Anteil und dem Co/Fe-Verhältnis im Ferrimagneten gegeben sind. [28] Über elementspezifische XMCD-Analysen konnte gezeigt werden, dass beim Umorientieren des Ferromagneten auch immer ein Teil des Ferrimagneten umorientiert wird, unter Ausbildung einer stark im Ferrimagneten lokalisierten Domänenwand.

Neben der Variation der magnetischen Eigenschaften des Ferrimagneten wurden zusätzlich die ferromagnetischen Eigenschaften der unterschiedlichen [Co/Pt]-Multilagensysteme durch Variation der Co-Einzelschichtdicke und Bilagenzahl verändert. Für Heterostrukturen mit binären Tb-dominanten Legierungen (TbFe und TbCo) konnte bei Temperaturen  $T \geq 300 \text{ K}$  die verschobene Teilhysterese des Ferrimagneten beobachtet werden. Während für  $T < 260 \text{ K}$  ausschließlich die Austauschverschiebung des Ferromagneten auftritt. Dies kann durch die verschiedenen Energiebeträge der zugrunde liegenden physikalischen Wechselwirkungen in den Heterostrukturen erklärt werden. Als Hauptbeitrag ist hierbei die uniaxiale Anisotropie-Energie der Einzelschichten zu nennen. Jedoch sind weiterführende Studien zur Bestimmung der magnetischen Steifigkeitswerte und deren Auswirkung auf das Kopplungsverhalten erforderlich.

Für Heterostrukturen gekoppelt mit TbCo-Schichten konnten die zu erwartenden systematischen Abhängigkeiten des Austauschfeldes von Schichtdicke, magnetischer Anisotropie und Sättigungsmagnetisierung des Ferromagneten gezeigt werden. Allerdings beobachtet man für Systeme mit TbFe-Legierungen ein deutlich abweichendes Verhalten. Als Ursache ist zunächst die sperimagnetische Natur des Fe-Untergitters (im Gegensatz zum Co-Untergitter) in der ferrimagnetischen Legierung zu sehen. Daraus resultiert eine unterschiedliche interne Orientierung der magnetischen Momente, beispielsweise in der entstehenden Domänenwand an der Grenzfläche. Es ist zukünftig interessant die Winkelverteilung der magnetischen Momente in einer Domänenwand für verschiedene Ferrimagneten über winkelabhängige XMCD-Analysen zu untersuchen. Eine weitere Ursache für das unterschiedliche Verhalten von Heterostrukturen mit TbFe-Legierungen, ist auf die hohe Sensitivität dieser Legierungen in den magnetischen Eigenschaften zurückzuführen. Die über den Abscheideprozess hervorgerufenen Vermischungen an der Grenzschicht (FI/FM), führen zur Änderung der Zusammensetzung im Übergangsbereich. Besondere Auswirkungen sind in Heterostrukturen mit Fe-basierten ferrimagnetischen Schichten zu erwarten (im Gegensatz zu Co-basierten Systemen), da die Änderung der atomaren Fe-Abstände zu einer drastischen Änderungen des Kopplungsverhaltens im Bereich der Grenzfläche führen. [88] Zusätzlich konnte die Auswirkung der Anisotropiewerte beider beteiligter Schichten (Ferro- und Ferrimagneten) auf den Magnetisierungsverlauf der Teilhysteresen des Ferromagneten gezeigt werden. Der Übergang vom reversiblen (entsprechend einem „Exchange-Spring“-Systems) in den irreversiblen (Exchange-Bias Systemen) Verlauf erfolgte bei einem kritischen Anisotropiewert des „Weichmagneten“. Ein Vergleich dieser Ergebnisse erfolgte

Anhand von mikromagnetischen Simulationen. Schlussfolgernd kann eine Unterscheidung zwischen einem „Exchange-Spring“ und Exchange-Bias System für gekoppelte Heterostrukturen bestehend aus Ferri- und Ferromagneten nicht eindeutig getroffen werden.

Im nächsten Schritt wurden  $L1_0$  geordnete  $(\text{Fe}_{100-x}\text{Cu}_x)_{52}\text{Pt}_{48}$ -Legierungen als ferromagnetische Schicht verwendet. In Heterostrukturen mit TbFe-Legierungsschichten konnte eine Fe-Fe-Kopplung an der Grenzschicht realisiert werden. Diese Schichtsysteme zeigten allerdings nur eine geringe magnetische Kopplung an der Grenzfläche. Es war keine Verschiebungen der ferromagnetischen Teilhysterese entlang der Feldachse zu beobachten. Jedoch für Heterostrukturen gekoppelt mit Ferrimagneten, die Co enthalten (TbCoFe), ist ein vergleichbares Schaltverhalten und ähnliche Abhängigkeiten des Austauschfeldes von den Einzelschichteigenschaften, wie für Heterostrukturen mit [Co/Pt]-Multilagen, zu beobachten.

Im letzten Kapitel wurden zwei binäre TbFe-Legierungen unterschiedlicher Zusammensetzung und Schichtdicke  $\text{Tb}_{19}\text{Fe}_{81}$  ( $20 - d$  nm) /  $\text{Tb}_{36}\text{Fe}_{64}$  ( $d$  nm) miteinander gekoppelt. Bedingt durch die hohe Kopplungsstärke und Durchmischung an der Grenzfläche resultierte unter Ausbildung einer Fe-dominanten Zwischenschicht eine gleichzeitig in beide Feldrichtungen auftretende Austauschverschiebung der TbFe-Schichten, die mittels einfacher Kopplungsmodelle erklärt werden konnte.

Aus den hier vorgestellten Resultaten konnte ein besseres Verständnis der Kopplungsmechanismen in Heterostrukturen bestehend aus ferri- und ferromagnetischen Schichten erreicht werden. Für den zuletzt beschriebenen Fall, der TbFe-Bilage mit doppelseitiger Austauschverschiebung, sind noch weitere Untersuchungen geplant. Zum einen sollen Trilagen mit einer wohldefinierten Zwischenschicht und unterschiedlicher Schichtdicke untersucht werden. Es soll dabei gezeigt werden, ob die Annahme der erforderlichen Fe-dominanten Grenzschicht bestätigt werden kann und inwieweit eine Variation der Dicke von dieser eine Rolle spielt. Ebenfalls soll über Hochfeld-MFM-Messungen temperatur- und feldabhängig die entstehende Domänenkonfiguration untersucht werden.

Ebenfalls die Nanostrukturierung der Seltenerd-Übergangsmetallsysteme (Einzelschichten und Heterostrukturen) ist von großem Interesse. Eine momentane Beschränkung liegt darin, dass eine nachträgliche Nanostrukturierung der Systeme mit vielen Nachteilen verbunden ist. Beispielsweise sind unter Verwendung eines fokussierten Ionenstrahls zur Strukturierung, Verunreinigungen und Oxidation der Randbereiche nicht zu vermeiden und eine starke Beeinflussung der magnetischen Eigenschaften ist zu erwarten. Alternativ können die Schichten beispielsweise in vorgefertigten Grabenstrukturen abgeschieden und durch Deckschichten geschützt werden.

Wie bereits mehrfach erwähnt, zeigen TbFe(Co)-Legierungen ein ultraschnelles Laser-induziertes Ummagnetisieren (All-optical Switching). [25] Als neuartiges Speicherkonzept gehandelt, sind weiterführende Untersuchungen insbesondere für gekoppelte Systeme mit  $L1_0$  geordnete FePt angedacht. Hohe Magnetisierungswerte zum Auslesen der Information

werden durch den Ferromagneten gewährleistet und eine gezielte Ausrichtung der Magnetisierung (Schreibvorgang) wird über das Laser-induzierte Ummorientieren des Ferrimagneten umgesetzt. Voraussetzung dafür ist, dass es sich um einen AOS-schaltbaren Ferrimagneten mit einer Curie-Temperatur oberhalb des Ferromagneten handelt. [23]–[25] In diesem Fall wird durch den Wärmeeintrag des Laserpulses der Ferromagnet paramagnetisch und während des Abkühlprozesses richtet sich dieser entsprechend der Magnetisierung des Ferrimagneten aus.

Zusätzlich sind zeitaufgelöste (im fs-Bereich) Untersuchungen der Relaxationszeit bei ultraschneller Entmagnetisierung der ferrimagnetischen SE-ÜM-Legierungen in Planung. Es sollen neben den Einzelschichtsystemen zusätzlich gekoppelte Heterostrukturen zweier unterschiedlicher Seltenerd-Übergangsmetalllegierungen (u.a. TbCo, GdCo und TbFe, Gd-Fe) untersucht werden. Die Auswirkung der unterschiedlichen magnetischen Eigenschaften der Legierungen auf die Ausbreitung von Spinwellen und Spinströme kann beispielsweise über elementspezifische, zeitaufgelöste XMCD Pump-Probe-Experimente gewonnen werden. [247] Erste Studien dazu wurden bereits an BESSY II in Berlin durchgeführt.



# Abkürzungsverzeichnis

<b>AF</b>	<b>AntiFerromagnet</b>
<b>AFM</b>	atomare Rasterkraftmikroskopie (engl. <b>A</b> tomic <b>F</b> orce <b>M</b> icroscope)
<b>AOS</b>	Laserinduziertes Schalten (engl. <b>A</b> ll- <b>O</b> ptical <b>S</b> witching)
<b>Ar</b>	<b>Argon</b>
<b>B</b>	<b>Bor</b>
<b>Bi</b>	<b>Bismut</b>
<b>Co</b>	Kobalt (lat. <b>C</b> obaltum)
<b>Cs</b>	<b>Cäsium</b>
<b>Cu</b>	Kupfer (lat. <b>C</b> uprum)
<b>DC</b>	Gleichstrom (engl. <b>D</b> irect <b>C</b> urrent )
<b>EB</b>	<b>Exchange-Bias</b>
<b>EXAFS</b>	Feinstruktur Röntgenabsorption (engl. <b>E</b> xtended <b>X</b> -ray <b>A</b> bsorption <b>F</b> ine <b>S</b> tructure)
<b>Fe</b>	Eisen (lat. <b>F</b> errum)
<b>FI</b>	<b>FerrImagnet</b>
<b>FM</b>	<b>FerroMagnet</b>
<b>fs</b>	femtosekunden
<b>Ga</b>	<b>Galium</b>
<b>Gd</b>	<b>Gadolinium</b>
<b>h</b>	hartmagnetisch
<b>HAMR</b>	heizgestütztes magnetisches Speicherverfahren (engl. <b>H</b> eat <b>A</b> ssisted <b>M</b> agnetic <b>R</b> ecording)
<b>He</b>	<b>Helium</b>
<b>IDW</b>	Grenzflächendomänenwand (engl. <b>I</b> nterfacial <b>D</b> omain <b>W</b> all)
<b>in.</b>	<b>Inch</b>
<b>Ir</b>	<b>Iridium</b>
<b>IR</b>	<b>InfraRotstrahlung</b>
<b>kfz</b>	<b>Kubisch FlächenZentriert</b>
<b>MFM</b>	magnetische Rasterkraftmikroskopie (engl. <b>M</b> agnetic <b>F</b> orce <b>M</b> icroscopy)
<b>MgO</b>	<b>MagnesiumOxid</b>
<b>MHz</b>	<b>MegaHertz</b>
<b>Mn</b>	<b>Mangan</b>
<b>MRAM</b>	magnetresistives Speichemedium (engl. <b>M</b> agnetoresistive <b>R</b> andom <b>A</b> ccess <b>M</b> emory)

<b>O</b>	Sauerstoff ( <b>O</b> xygenium)
<b>Pt</b>	<b>Pl</b> atin
<b>PVD</b>	physikalische Gasphasenabscheidung (engl. <b>P</b> hysical <b>V</b> apour <b>D</b> eposition)
<b>RBS</b>	<b>R</b> UTHERFORD-Rückstreuspektrometrie (engl. <b>R</b> UTHERFORD <b>B</b> ackscattering)
<b>REM</b>	<b>R</b> aster <b>E</b> lektronen- <b>M</b> ikroskopie
<b>RF</b>	Hochfrequenz (engl. <b>R</b> adio <b>F</b> requency)
<b>RKKY</b>	<b>R</b> UDERMANN, <b>K</b> ITTEL, <b>K</b> ASUYA, <b>Y</b> OSIDA
<b>RT</b>	<b>R</b> aum <b>T</b> emperatur
<b>RTA</b>	schnelles thermisches Heizen (engl. <b>R</b> apid <b>T</b> hermal <b>A</b> nnealing)
<b>Ru</b>	<b>R</b> uthenium
<b>SE</b>	<b>S</b> eltene <b>E</b> rden
<b>SeEl</b>	<b>S</b> ekundäre <b>e</b> lektronen
<b>Si</b>	<b>S</b> ilizium
<b>SIMS</b>	<b>S</b> ekundär- <b>I</b> onen- <b>M</b> assen <b>S</b> pektrometrie
<b>SiO<sub>2</sub></b>	Siliziumdioxid
<b>Sm</b>	<b>S</b> amarium
<b>SMA</b>	<b>S</b> enkrechte <b>M</b> agnetische <b>A</b> nisotropieachse
<b>SNMS</b>	<b>S</b> ekundär- <b>N</b> eutralteilchen- <b>M</b> assen <b>S</b> pektrometrie
<b>Si<sub>3</sub>Ni<sub>4</sub></b>	Siliziumnitrid
<b>SQUID-VSM</b>	supraleitendes Quanteninterferenz-Magnetometer mit schwingender Probe (engl. <b>S</b> uperconducting <b>Q</b> uantum <b>I</b> nterference <b>D</b> evice - <b>V</b> ibrating <b>S</b> ample <b>M</b> agnetometer)
<b>SRO</b>	kurzreichweitige Ordnung (engl. <b>S</b> hort- <b>R</b> ange- <b>O</b> rdner)
<b>SrTiO<sub>3</sub></b>	Strontiumtitanat
<b>Tb</b>	<b>T</b> erbium
<b>TB</b>	<b>T</b> era <b>B</b> yte
<b>TEM</b>	<b>T</b> ransmissionselektronen- <b>M</b> ikroskop
<b>ÜM</b>	<b>Ü</b> bergangs <b>M</b> etall
<b>UHV</b>	<b>U</b> ltrahoch- <b>V</b> akuum
<b>w</b>	<b>w</b> eichmagnetisch
<b>XMCD</b>	zirkularen magnetischen Röntgendiffraktion (engl. <b>X</b> -ray <b>M</b> agnetic <b>C</b> ircular <b>D</b> ichroism)
<b>XRD</b>	Röntgendiffraktometrie (engl. <b>X</b> - <b>R</b> ay <b>D</b> iffraction)

# Literatur

- [1] H. Richter und A. Y. Dobin, „Angle effects at high-density magnetic recording“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 287, S. 41–50, 2005.
- [2] A. Y. Dobin und H. Richter, „Domain wall assisted magnetic recording“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 101, Nr. 9, 09K108, 2007.
- [3] K. Tham, Y. Sonobe und K. Wago, „Magnetic and Read–Write Properties of Coupled Granular/Continuous Perpendicular Recording Media and Magnetization Reversal Process“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 43, Nr. 2, S. 671–675, 2007.
- [4] J. Ruigrok, R. Coehoorn, S. Cumpson und H. Kesteren, „Disk recording beyond 100 Gb/in.<sup>2</sup>: Hybrid recording?“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 87, Nr. 9, S. 5398–5403, 2000.
- [5] R. E. Rottmayer, S. Batra, D. Buechel, W. A. Challener, J. Hohlfield, Y. Kubota, L. Li, B. Lu, C. Mihalcea, K. Mountfield u. a., „Heat-assisted magnetic recording“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 42, Nr. 10, S. 2417–2421, 2006.
- [6] K. Kaki, K. Katayama und T. Tsunehiro, „Semiconductor storage device including a controller for continuously writing data to and erasing data from a plurality of flash memories“, Pat., US Patent 5,530,828, 1996.
- [7] K.-S. Yim, „A novel memory hierarchy for flash memory based storage systems“, *JSTS: Journal of Semiconductor Technology and Science*, Bd. 5, Nr. 4, S. 262–269, 2005.
- [8] W. J. Gallagher, J. H. Kaufman, S. S. P. Parkin und R. E. Scheuerlein, *Magnetic memory array using magnetic tunnel junction devices in the memory cells*, US Patent 5,640,343, 1997.
- [9] S. Tehrani, J. Slaughter, E. Chen, M. Durlam, J. Shi und M. DeHerren, „Progress and outlook for MRAM technology“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 35, Nr. 5, S. 2814–2819, 1999.
- [10] S. Tehrani, B. Engel, J. Slaughter, E. Chen, M. DeHerrera, M. Durlam, P. Naji, R. Whig, J. Janesky und J. Calder, „Recent developments in magnetic tunnel junction MRAM“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 36, Nr. 5, S. 2752–2757, 2000.
- [11] L. Cuchet, B. Rodmacq, S. Auffret, R. C. Sousa, I. L. Prejbeanu und B. Dieny, „Perpendicular magnetic tunnel junctions with a synthetic storage or reference layer: A new route towards Pt- and Pd-free junctions“, *Scientific reports*, Bd. 6, Nr. 21246, 2016.
- [12] H. Van den Berg, R. Coehoorn, M. Gijs, P. Grünberg, T. Rasing, K. Röhl und U. Hartmann, *Magnetic multilayers and giant magnetoresistance: fundamentals and industrial applications*. Springer Science & Business Media, 2013, Bd. 37.

- [13] P. Grünberg, „Exchange anisotropy, interlayer exchange coupling and GMR in research and application“, *Sensors and Actuators A: Physical*, Bd. 91, Nr. 1, S. 153–160, 2001.
- [14] W. Meiklejohn und C. Bean, „New Magnetic Anisotropy“, *Physical Review Letters*, Bd. 105, Nr. 3, S. 904–913, 1957.
- [15] J. Nogues und I. Schuller, „Exchange Bias“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 192, S. 203, 1999.
- [16] S. Romer, M. Marioni, K. Thorwarth, N. Joshi, C. Corticelli, H. Hug, S. Oezer, M. Parlinska-Wojtan und H. Rohrmann, „Temperature dependence of large exchange-bias in TbFe-Co/Pt“, *Applied Physics Letters*, Bd. 101, Nr. 22, S. 222 404, 2012.
- [17] C. Schubert, B. Hebler, H. Schletter, A. Liebig, M. Daniel, R. Abrudan, F. Radu und M. Albrecht, „Interfacial exchange coupling in Fe-Tb/[Co/Pt] heterostructures“, *Physical Review B*, Bd. 87, Nr. 5, S. 054 415, 2013.
- [18] K. Lee und N. Heiman, „Magnetism in rare earth-transition metal amorphous alloy films“, in *Magnetism and Magnetic Materials-1974: 20th Annual Conference, San Francisco*, AIP Publishing, Bd. 24, 1975, S. 108–109.
- [19] P. Chaudhari, J. Cuomo und R. Gambino, „Amorphous metallic films for magneto-optic applications“, *Applied Physics Letters*, Bd. 22, Nr. 7, S. 337–339, 1973.
- [20] F. J. Greidanus und S. Klahn, „Magneto-Optical Recording and Data Storage Materials“, *Angewandte Chemie International Edition in English*, Bd. 28, Nr. 2, S. 235–241, 1989.
- [21] C. Stanciu, F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh und T. Rasing, „All-optical magnetic recording with circularly polarized light“, *Physical Review Letters*, Bd. 99, Nr. 4, S. 047 601, 2007.
- [22] B. Hebler, A. Hassdenteufel, P. Reinhardt, H. Karl und M. Albrecht, „Ferrimagnetic Tb-Fe Alloy Thin Films: Composition and Thickness Dependence of Magnetic Properties and All-Optical Switching“, *Frontiers in Materials*, Bd. 3, S. 8, 2016.
- [23] A. Hassdenteufel, C. Schubert, B. Hebler, H. Schultheiss, J. Fassbender, M. Albrecht und R. Bratschitsch, „All-optical helicity dependent magnetic switching in Tb-Fe thin films with a MHz laser oscillator“, *Optics express*, Bd. 22, Nr. 8, S. 10 017–10 025, 2014.
- [24] A. Hassdenteufel, J. Schmidt, C. Schubert, B. Hebler, M. Helm, M. Albrecht und R. Bratschitsch, „Low-remanence criterion for helicity-dependent all-optical magnetic switching in ferrimagnets“, *Physical Review B*, Bd. 91, Nr. 10, S. 104 431, 2015.
- [25] A. Hassdenteufel, B. Hebler, C. Schubert, A. Liebig, M. Teich, M. Helm, M. Aeschli-mann, M. Albrecht und R. Bratschitsch, „Thermally Assisted All-Optical Helicity Dependent Magnetic Switching in Amorphous Fe<sub>100-x</sub> Tb<sub>x</sub> Alloy Films“, *Advanced Materials*, Bd. 25, Nr. 22, S. 3122–3128, 2013.

- [26] C. Schubert, *Magnetic Order and Coupling Phenomena: A Study of Magnetic Structure and Magnetization Reversal Processes in Rare-Earth-Transition-Metal Based Alloys and Heterostructures*. Springer, 2014.
- [27] B. Hebler, „Dünne Filme aus amorphen  $\text{Fe}_{100-x}\text{Tb}_x$ -Legierungen und Heterostrukturen mit  $[\text{Co}/\text{Pt}]_{10}$  - Multilagen“, Diplomarbeit, Technische Universität Chemnitz, 2011.
- [28] P. Hansen, C. Clausen, G. Much, M. Rosenkranz und K. Witter, „Magnetic and magneto-optical properties of rare-earth transition-metal alloys containing Gd, Tb, Fe, Co“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 66, Nr. 2, S. 756–767, 1989.
- [29] A. Lindbaum und M. Rotter, *Handbook of Magnetic Materials Vol. 14*, ed K.H.J Buschow. Amsterdam: Elsevier, 2002.
- [30] H. Lassri, R. Krishnan und M. Baran, „Magnetisation studies in Tb-Fe/Pt single and multilayers“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 153, Nr. 1, S. 5–10, 1996.
- [31] A. Dirks, J. Biesterbos und K. Buschow, „Magnetic compensation temperatures of amorphous rare earth-cobalt alloys“, *Physica B+ C*, Bd. 86, S. 761–763, 1977.
- [32] C. Lin, C. Lai, R. Jiang und H. Shieh, „High interfacial exchange energy in TbFeCo exchange-bias films“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 93, S. 6832, 2003.
- [33] H. Heitmann, M. Hartmann, M. Rosenkranz und H. Tolle, „Amorphous rare earth-transition metal films for magneto-optical storage“, *Le Journal de Physique Colloques*, Bd. 46, Nr. C6, S. C6–9, 1985.
- [34] D. Forester, C. Vittoria, J. Schelleng und P. Lubitz, „Magnetostriction of amorphous  $\text{Tb}_x\text{Fe}_{1-x}$  thin films“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 49, Nr. 3, S. 1966–1968, 1978.
- [35] J. Huang, C. Prados, J. Evetts und A. Hernando, „Giant magnetostriction of amorphous  $\text{Tb}_x\text{Fe}_{1-x}$  ( $0.10 < x < 0.45$ ) thin films and its correlation with perpendicular anisotropy“, *Physical Review B*, Bd. 51, Nr. 1, S. 297, 1995.
- [36] J. M. Coey, *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge University Press, 2010.
- [37] S. Blundell und D. Thouless, *Magnetism in condensed matter*. Oxford University Press New York, 2001, ISBN: 0198505914.
- [38] R. Skomski, *Simple models of magnetism*. Oxford University Press on Demand, 2008.
- [39] J. Van Vleck, „Fundamental theory of ferro-and ferrimagnetism“, *Proceedings of the IRE*, Bd. 44, Nr. 10, S. 1248–1258, 2007.
- [40] D. Brown, B.-M. Ma und Z. Chen, „Developments in the processing and properties of NdFeB-type permanent magnets“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 248, Nr. 3, S. 432–440, 2002.
- [41] F. Vial, F. Joly, E. Nevalainen, M. Sagawa, K. Hiraga und K. Park, „Improvement of coercivity of sintered NdFeB permanent magnets by heat treatment“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 242, S. 1329–1334, 2002.

- [42] M. B. Brooks, L. Nordström und B. Johansson, „Rare-earth transition-metal intermetallics“, *Physica B: Condensed Matter*, Bd. 172, Nr. 1-2, S. 95–100, 1991, ISSN: 0921-4526.
- [43] R. Lemaire, R. Pauthenet und J. Schweizer, „Magnetism of rare earth alloys“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 6, Nr. 2, S. 153–157, 2002.
- [44] E. Lacheisserie, D. Gignoux und M. Schlenker, *Magnetism: Materials and Applications*. Kluwer Acad. Publ., 2002, ISBN: 1402072236.
- [45] J. Coey, „Amorphous magnetic order“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 49, Nr. 3, S. 1646–1652, 1978.
- [46] J. Fernandez-Baca und W. Ching, *The magnetism of amorphous metals and alloys*. World Scientific Pub Co Inc, 1995, ISBN: 9810210337.
- [47] M. Tewes, J. Zweck und H. Hoffmann, „Short range order in amorphous FeTb“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 95, Nr. 1, S. 43–48, 1991.
- [48] M. Tewes, J. Zweck und H. Hoffmann, „Derivation of partial pair distribution functions for amorphous FeTb from electron scattering data based on a new concept“, *Journal of Physics: Condensed Matter*, Bd. 6, Nr. 4, S. 835, 1994.
- [49] T. Kaneyoshi, *Introduction to amorphous magnets*. World Scientific Pub Co Inc, 1992, ISBN: 9810210310.
- [50] M.-S. Lin, H.-C. Hou, Y.-C. Wu, P.-H. Huang, C.-H. Lai, H.-H. Lin, H.-J. Lin und F.-H. Chang, „Effects of perpendicular interlayer coupling strength on canting angles of TbCo-sublattice magnetization“, *Physical Review B*, Bd. 79, Nr. 14, S. 140 412, 2009.
- [51] N. Heiman und K. Lee, „Mössbauer effect measurement of the internal fields in amorphous rare earth-iron alloys“, *Physics Letters A*, Bd. 55, Nr. 5, S. 297–298, 1975.
- [52] T. Ruckert, J. Tappert, R. Brand und W. Keune, „Mössbauer-effect study of amorphous Tb<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub> films“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 165, Nr. 1, S. 411–413, 1997.
- [53] H.-R. Hilzinger, A. Mager und H. Warlimont, „Amorphe ferromagnetische Werkstoffemagnetische Grundlagen, Eigenschaften und Anwendungen“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 9, Nr. 1, S. 191–199, 1978.
- [54] Y. Suzuki, S. Takayama, F. Kirino und N. Ohta, „Single ion model for perpendicular magnetic anisotropy in RE-TM amorphous films“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 23, Nr. 5, S. 2275–2277, 1987.
- [55] V. Harris, K. Aylesworth, B. Das, W. Elam und N. Koon, „Structural origins of magnetic anisotropy in sputtered amorphous Tb-Fe films“, *Physical Review Letters*, Bd. 69, Nr. 13, S. 1939–1942, 1992.
- [56] A. Hernando, C. Prados und C. Prieto, „Anisotropy, magnetostriction and local chemical order in amorphous Tb<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub> (0.1 < x < 0.55) thin films“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 157, S. 501–503, 1996.
- [57] T. Hufnagel, S. Brennan, P. Zschack und B. Clemens, „Structural anisotropy in amorphous Fe-Tb thin films“, *Physical Review B*, Bd. 53, Nr. 18, S. 12 024–12 030, 1996.

- [58] J. Zweck und R. Trautsch, „Magnetically induced changes in the physical microstructure of anisotropic amorphous FeTb alloys“, *Crystal Research and Technology*, Bd. 35, Nr. 6-7, S. 689–705, 2000.
- [59] V. Harris und T. Pokhil, „Selective-Resputtering-Induced Perpendicular Magnetic Anisotropy in Amorphous TbFe Films“, *Physical Review Letters*, Bd. 87, Nr. 6, S. 067 207, 2001.
- [60] V. G. Harris und T. Pokhil, „Evidence for selective resputtering as the growth mechanism of pair-order anisotropy in amorphous TbFe films“, *Bulletin of Materials Science*, Bd. 22, Nr. 3, S. 503–508, 1999.
- [61] J. Huang, C. Prados, J. E. Evetts und A. Hernando, „Giant magnetostriction of amorphous  $Tb_xFe_{1-x}$  ( $0,10 < x < 0,45$ ) thin films and its correlation with perpendicular anisotropy“, *Physical Review B*, Bd. 51, Nr. 1, S. 297–304, 1995.
- [62] X. Yan, M. Hirscher, T. Egami und E. E. Marinero, „Direct observation of anelastic bond-orientational anisotropy in amorphous  $Tb_{26}Fe_{62}Co_{12}$  thin films by x-ray diffraction“, *Physical Review B*, Bd. 43, Nr. 11, S. 9300–9303, 1991.
- [63] R. Gambino, P Chaudhari und J. Cuomo, „Amorphous magnetic materials“, in *Magnetism and Magnetic Materials—1973: Nineteenth Annual Conference*, AIP Publishing, Bd. 18, 1974, S. 578–592.
- [64] Y. Mimura, N. Imamura und T. Kobayashi, „Magnetic properties and Curie point writing in amorphous metallic films“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 12, Nr. 6, S. 779–781, 1976.
- [65] T. Chen, D. Cheng und G. Charlan, „An investigation of amorphous Tb-Fe thin films for magneto-optic memory application“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 16, Nr. 5, S. 1194–1196, 1980.
- [66] N. Sato, „Magnetic properties of amorphous Tb-Fe thin films with an artificially layered structure“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 59, Nr. 7, S. 2514–2520, 1985.
- [67] F. Hellman, R. van Dover, S. Nakahara und E. Gyorgy, „Magnetic and structural investigation of the composition dependence of the local order in amorphous Tb-Fe“, *Physical Review B*, Bd. 39, Nr. 15, S. 10 591–10 605, 1989.
- [68] R. Malmhall und T. Chen, „Thickness dependence of magnetic hysteretic properties of rf-sputtered amorphous Tb-Fe alloy thin films“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 53, Nr. 11, S. 7843–7845, 1982, ISSN: 0021-8979.
- [69] D. Jiles, „The development of highly magnetostrictive rare earth-iron alloys“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 27, Nr. 1, S. 1, 1994.
- [70] A. Clark und H. Belson, „Giant Room-Temperature Magnetostrictions in  $TbFe_2$  and  $DyFe_2$ “, *Physical Review B*, Bd. 5, Nr. 9, S. 3642, 1972.
- [71] H. Takagi, S. Tsunashima, S. Uchiyama und T. Fujii, „Stress induced anisotropy in amorphous Gd-Fe and Tb-Fe sputtered films“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 50, Nr. B3, S. 1642–1644, 1979.

- [72] J. J. Rhyne und S. Legvold, „Magnetostriction of Tb Single Crystals“, *Physical Review Letters*, Bd. 138, A507–A514, 2A 1965.
- [73] H. Savage, A. Clark, S. Pickart, J. Rhyne und H. Alperin, „Effects of annealing on the coercivity of amorphous TbFe<sub>2</sub>“, *IEEE Transactions on Magnetism*, Bd. 10, Nr. 3, S. 807–809, 1974.
- [74] J. Rhyne, S. Pickart und H. Alperin, „Direct observation of an amorphous spin-polarization distribution“, *Physical Review Letters*, Bd. 29, Nr. 23, S. 1562, 1972.
- [75] S. Dina, U. Geyer und G. v. Minnigerode, „Investigations on macroscopic intrinsic stress in amorphous binary-alloy films“, *Annalen der Physik*, Bd. 504, Nr. 3, S. 164–171, 1992.
- [76] N. Sato, „Magnetic properties of amorphous Tb-Fe thin films with an artificially layered structure“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 59, Nr. 7, S. 2514–2520, 1986.
- [77] N. Heiman, K. Lee, R. I. Potter, J. Becker, G. Lander und J. Rhyne, „Exchange coupling in amorphous rare earth-iron alloys“, in *AIP Conference Proceedings*, AIP, Bd. 29, 1976, S. 130–135.
- [78] T. Chen und R. Malmhäll, „Anomalous hysteresis loops in single and double layer sputtered TbFe films“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 35, Nr. 1, S. 269–271, 1983.
- [79] K. Okamoto und N. Miura, „Hall effect in a RE-TM perpendicular magnetic anisotropy film under pulsed high magnetic fields“, *Physica B: Condensed Matter*, Bd. 155, Nr. 1, S. 259–262, 1989.
- [80] R. Malmhäll und T. Chen, „Thickness dependence of magnetic hysteretic properties of rf-sputtered amorphous Tb-Fe alloy thin films“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 53, Nr. 11, S. 7843–7845, 1982.
- [81] J. Betz, K. Mackay und D. Givord, „Magnetic and magnetostrictive properties of amorphous Tb<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub> thin films“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 207, Nr. 1, S. 180–187, 1999.
- [82] R. Enoch, M. Jones und D. Waters, „Temperature dependence of the exchange constant in magnetic- bubble materials“, *Applied Physics Letters*, Bd. 26, Nr. 3, S. 127–128, 1975.
- [83] J. Stöhr und H. C. Siegmann, *Magnetism*. Springer, 2006, Bd. 5.
- [84] M. Pajda, J. Kudrnovský, I. Turek, V. Drchal und P. Bruno, „Ab initio calculations of exchange interactions, spin-wave stiffness constants, and Curie temperatures of Fe, Co, and Ni“, *Physical Review B*, Bd. 64, Nr. 17, S. 174 402, 2001.
- [85] T. Nakamura und M. Bloch, „Temperature Dependence of the Exchange Stiffness in Ferrimagnets“, *Physical Review Letters*, Bd. 132, Nr. 6, S. 2528, 1963.



- [86] U. Atxitia, D. Hinzke, O. Chubykalo-Fesenko, U. Nowak, H. Kachkachi, O. N. Mryasov, R. Evans und R. W. Chantrell, „Multiscale modeling of magnetic materials: Temperature dependence of the exchange stiffness“, *Physical Review B*, Bd. 82, Nr. 13, S. 134 440, 2010.
- [87] D. Raasch, J. Reck, C. Mathieu und B. Hillebrands, „Exchange stiffness constant and wall energy density of amorphous GdTb-FeCo thin films“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 76, Nr. 2, S. 1145–1149, 1994.
- [88] A. Williams, V. Moruzzi, C. Gelatt und J. Kübler, „Theory of Invar and Heusler alloys“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 31, S. 88–94, 1983.
- [89] A. Andreenko und S. A. Nikitin, „Magnetic properties of amorphous rare-earth-3d-transition-metal alloys“, *Physics-Usp ekhi*, Bd. 40, Nr. 6, S. 581–597, 1997.
- [90] S. Shimanuki, K. Ichihara, N. Yasuda, K. Ito und K. Kon, „Perpendicular magnetic anisotropy in amorphous TbCo sputtered films“, *IEEE Translation Journal on Magnetics in Japan*, Bd. 2, Nr. 4, S. 338–339, 1987.
- [91] S. Yoshino, H. Takagi, S. Tsunashima, M. Masuda und S. Uchiyama, „Perpendicular magnetic anisotropy of TbCo films“, *Japanese Journal of Applied Physics*, Bd. 23, Nr. 2R, S. 188, 1984.
- [92] S. Shiomi, T. Ikeda, M. Koshiro und M. Masuda, „Effect of Substrate Bias on In-Plane Uniaxial Magnetic Anisotropy in Amorphous TbCo Films Prepared by DC-Sputtering“, *Japanese Journal of Applied Physics*, Bd. 30, Nr. 3A, S. L364, 1991.
- [93] M. Ohkoshi, M. Harada, T. Tokunaga, S. Honda und T. Kusuda, „Effects of Air pressure and substrate bias on magnetic properties and microstructure in amorphous TbCo sputtered films“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 21, Nr. 5, S. 1635–1637, 1985.
- [94] T. Niihara, S. Takayama, K. Kaneko und Y. Sugita, „Perpendicular magnetic anisotropy of Tb-Co amorphous films sputtered in H<sub>2</sub>-added Ar gas“, *Applied Physics Letters*, Bd. 45, Nr. 8, S. 872–874, 1984.
- [95] S.-N. Cheng, M. Kryder und M. Mathur, „Stress related anisotropy studies in DC-magnetron sputtered TbCo and TbFe films“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 25, Nr. 5, S. 4018–4020, 1989.
- [96] T.-W. Kim, H.-N. Lee, H.-Y. Lee und K.-i. Lee, „Initial Magnetization and Coercivity Mechanism in Amorphous Tb<sub>x</sub>Co<sub>1-x</sub> Thin Films with Perpendicular Anisotropy“, *Journal of Magnetism*, Bd. 15, Nr. 4, S. 169–172, 2010.
- [97] V. Ukleev, R. Moubah, D. Baranov, S. Gastev, B. Krichevtsov, E. Velichko, N. Kulesh, Y. Chetverikov und S. Grigoriev, „Imprinted Magnetic Anisotropy and Zigzag Domain Structure of Amorphous TbCo Films“, *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, Bd. 28, Nr. 12, S. 3571–3577, 2015.

- [98] A. Frisk, F. Magnus, S. George, U. B. Arnalds und G. Andersson, „Tailoring anisotropy and domain structure in amorphous TbCo thin films through combinatorial methods“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 49, Nr. 3, S. 035 005, 2015.
- [99] A. Agui, M. Mizumaki, T. Asahi, J. Sayama, K. Matsumoto, T. Morikawa, T. Nakatani, T. Matsushita, T. Osaka und Y. Miura, „MCD Measurement at the Tb  $M_{4,5}$  -edges of Tb<sub>17</sub>Fe<sub>x</sub> Co<sub>83-x</sub> Perpendicular Magnetization Films“, *Transactions of the Magnetics Society of Japan*, Bd. 4, Nr. 4-2, S. 326–329, 2004.
- [100] S. Takayama, T. Niihara, K. Kaneko, Y. Sugita und M. Ojima, „Magnetic and magneto-optical properties of Tb-Fe-Co amorphous films“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 61, Nr. 7, S. 2610–2616, 1987.
- [101] X. Li, C. T. Ma, J. Lu, A. Devaraj, S. R. Spurgeon, R. B. Comes und S. J. Poon, „Exchange bias and bistable magneto-resistance states in amorphous TbFeCo thin films“, *Applied Physics Letters*, Bd. 108, Nr. 1, S. 012 401, 2016.
- [102] S. Piramanayagam, „Perpendicular recording media for hard disk drives“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 102, Nr. 1, S. 011 301, 2007.
- [103] S. Maat, K. Takano, S. Parkin und E. E. Fullerton, „Perpendicular Exchange Bias of [Co/Pt] - Multilayers“, *Physical Review Letters*, Bd. 87, Nr. 8, S. 087 202, 2001.
- [104] K. M. Krishnan, „Magnetism and microstructure: the role of interfaces“, *Acta materialia*, Bd. 47, Nr. 15, S. 4233–4244, 1999.
- [105] P. Bruno, „Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers“, *Physical Review B*, Bd. 39, Nr. 1, S. 865–868, 1989.
- [106] N. Nakajima, T. Koide, T. Shidara, H. Miyauchi, H. Fukutani, A. Fujimori, K. Iio, T. Katayama, M. Nývlt und Y. Suzuki, „Perpendicular Magnetic Anisotropy Caused by Interfacial Hybridization via Enhanced Orbital Moment in Co/Pt Multilayers: Magnetic Circular X-Ray Dichroism Study“, *Physical Review Letters*, Bd. 81, Nr. 23, S. 5229–5232, 1998.
- [107] C. Lin, G. Gorman, C. Lee, R. Farrow, E. Marinero, H. Do, H. Notarys und C. Chien, „Magnetic and structural properties of Co/Pt multilayers“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 93, S. 194–206, 1991.
- [108] D. Weller, Y. Wu, J. Stöhr, M. Samant, B. Hermsmeier und C. Chappert, „Orbital magnetic moments of Co in multilayers with perpendicular magnetic anisotropy“, *Physical Review B*, Bd. 49, Nr. 18, S. 12 888, 1994.
- [109] S. Ruegg, G. Schutz, P. Fischer, R. Wienke, W. Zeper und H. Ebert, „Spin-dependent x-ray absorption in Co/Pt multilayers“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 69, Nr. 8, S. 5655–5657, 1991.

- [110] C. H. Lee, R. F. C. Farrow, C. J. Lin, E. E. Marinero und C. J. Chien, „Molecular-beam-epitaxial growth and magnetic properties of Co-Pt superlattices oriented along the [001], [110], and [111] axes of Pt“, *Physical Review B*, Bd. 42, Nr. 17, S. 11 384–11 387, 1990.
- [111] P. Carcia, „Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thin-film layered structures“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 63, Nr. 10, S. 5066–5073, 1988.
- [112] G. Bertero, R. Sinclair, C.-H. Park und Z. Shen, „Interface structure and perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co multilayers“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 77, Nr. 8, S. 3953–3959, 1995.
- [113] R. Farrow, D. Weller, R. Marks, M. Toney, A. Cebollada und G. Harp, „Control of the axis of chemical ordering and magnetic anisotropy in epitaxial FePt films“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 79, Nr. 8, S. 5967–5969, 1996.
- [114] S. Okamoto, N. Kikuchi, O. Kitakami, T. Miyazaki, Y. Shimada und K. Fukamichi, „Chemical-order-dependent magnetic anisotropy and exchange stiffness constant of FePt (001) epitaxial films“, *Physical Review B*, Bd. 66, Nr. 2, S. 024 413, 2002.
- [115] S.-X. Zhang L. and Xue, Z.-G. Li, Y.-P. Liu und W.-P. Chen, „FePt-C granular thin film for heat-assisted magnetic recording (HAMR) media“, *Applied Physics A*, Bd. 116, Nr. 3, S. 1257–1260, 2014.
- [116] B. C. S. Varaprasad, M. Chen, Y. Takahashi und K. Hono, „L<sub>10</sub>-Ordered FePt-Based Perpendicular Magnetic Recording Media for Heat-Assisted Magnetic Recording“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 49, Nr. 2, S. 718–722, 2013.
- [117] D. Suess, C. Vogler, C. Abert, F. Bruckner, R. Windl, L. Breth und J. Fidler, „Fundamental limits in heat-assisted magnetic recording and methods to overcome it with exchange spring structures“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 117, Nr. 16, S. 163 913, 2015.
- [118] T. B. Massalski, J. Murray, L. Bennett und H. Baker, *Binary Alloy Phase Diagrams*. 1986.
- [119] D. E. Laughlin, K. Srinivasan, M. Tanase und L. Wang, „Crystallographic aspects of L<sub>10</sub> magnetic materials“, *Scripta Materialia*, Bd. 53, Nr. 4, S. 383–388, 2005.
- [120] Y. Takahashi, K. Hono, T. Shima und K. Takanashi, „Microstructure and magnetic properties of FePt thin films epitaxially grown on MgO (001) substrates“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 267, Nr. 2, S. 248–255, 2003.
- [121] J. Chen, T. Zhou, Y. Ding, B. Lim und B. Liu, „Microstructure and magnetic properties of rapidly annealed FePt (001) and FePt-MgO (001) films“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 97, Nr. 10, 10N108–10N108, 2005.
- [122] Y. Itoh, M. Takeuchi, A. Tsukamoto, K. Nakagawa, A. Itoh und T. Katayama, „Magnetic and structural properties of FePt thin film prepared by rapid thermal annealing“, *Japanese Journal of Applied Physics*, Bd. 41, Nr. 10A, S. L1066, 2002.
- [123] H. Zeng, M. Yan, N. Powers und D. J. Sellmyer, „Orientation-controlled nonepitaxial L<sub>10</sub> CoPt and FePt films“, *Applied Physics Letters*, Bd. 80, Nr. 13, S. 2350–2352, 2002.

- [124] S. Hsiao, S. Liu, S. Chen, F. Yuan und H. Lee, „Effect of intrinsic tensile stress on (001) orientation in  $L1_0$  FePt thin films on glass substrates“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 111, Nr. 7, 07A702, 2012.
- [125] J.-S. Kim, Y.-M. Koo und N. Shin, „The effect of residual strain on (001) texture evolution in FePt thin film during postannealing“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 100, Nr. 9, S. 093 909, 2006.
- [126] J.-S. Kim, Y.-M. Koo, B.-J. Lee und S.-R. Lee, „The origin of (001) texture evolution in FePt thin films on amorphous substrates“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 99, Nr. 5, S. 053 906, 2006.
- [127] L.-W. Wang, W.-C. Shih, Y.-C. Wu und C.-H. Lai, „Promotion of [001]-oriented  $L1_0$ -FePt by rapid thermal annealing with light absorption layer“, *Applied Physics Letters*, Bd. 101, Nr. 25, S. 252 403, 2012.
- [128] M. Albrecht und C. Brombacher, „Rapid thermal annealing of FePt thin films“, *Physica Status Solidi (a)*, Bd. 210, Nr. 7, S. 1272–1281, 2013.
- [129] A. Perumal, L. Zhang, Y. Takahashi und K. Hono, „FePtAg–C nanogranular films fabricated on a heat resistant glass substrate for perpendicular magnetic recording“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 108, Nr. 8, S. 083 907, 2010.
- [130] B. Wang, K. Barmak und T. Klemmer, „A1 to  $L1_0$  Transformation in FePt Films With Ternary Alloying Additions of Ag and Au“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 46, Nr. 6, S. 1773–1776, 2010.
- [131] F. Scheibel, F. Haering, P. Ziemann und U. Wiedwald, „Role of developing  $L1_0$  chemical order on the (0 0 1)-texture formation of  $(\text{Fe}_{1-x}\text{Cu}_x)$  Pt films grown on amorphous substrates“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 48, Nr. 8, S. 085 001, 2015.
- [132] C. Brombacher, H. Schletter, M. Daniel, P. Matthes, N. Jöhrmann, M. Maret, D. Markarov, M. Hietschold und M. Albrecht, „FePtCu alloy thin films: Morphology,  $L1_0$  chemical ordering, and perpendicular magnetic anisotropy“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 112, Nr. 7, S. 073 912, 2012.
- [133] M. Yan, Y. Xu, X. Li und D. J. Sellmyer, „Highly (001)-oriented Ni-doped  $L1_0$  FePt films and their magnetic properties“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 97, Nr. 10, 10H309, 2005.
- [134] Y. Takahashi, M. Ohnuma und K. Hono, „Effect of Cu on the structure and magnetic properties of FePt sputtered film“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 246, Nr. 1, S. 259–265, 2002.
- [135] D. A. Gilbert, L.-W. Wang, T. J. Klemmer, J.-U. Thiele, C.-H. Lai und K. Liu, „Tuning magnetic anisotropy in (001) oriented  $L1_0$   $(\text{Fe}_{1-x}\text{Cu}_x)_{55}\text{Pt}_{45}$  films“, *Applied Physics Letters*, Bd. 102, Nr. 13, S. 132 406, 2013.

- [136] C. Brombacher, C. Schubert, K. Neupert, M. Kehr, J. Donges und M. Albrecht, „Influence of annealing time on structural and magnetic properties of rapid thermally annealed FePt films“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 44, Nr. 35, S. 355 001, 2011.
- [137] M. Yan, N. Powers und D. J. Sellmyer, „Highly oriented nonepitaxially grown  $L1_0$  FePt films“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 93, Nr. 10, S. 8292–8294, 2003.
- [138] M. A. Ruderman und C. Kittel, „Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons“, *Physical Review Letters*, Bd. 96, Nr. 1, S. 99, 1954.
- [139] T. Kasuya, „A theory of metallic ferro-and antiferromagnetism on Zener’s model“, *Progress of Theoretical Physics*, Bd. 16, Nr. 1, S. 45–57, 1956.
- [140] K. Yosida, „Magnetic properties of Cu-Mn alloys“, *Physical Review Letters*, Bd. 106, Nr. 5, S. 893, 1957.
- [141] B. Harmon und A. J. Freeman, „Spin-polarized energy-band structure, conduction-electron polarization, spin densities, and the neutron magnetic form factor of ferromagnetic gadolinium“, *Physical Review B*, Bd. 10, Nr. 5, S. 1979, 1974.
- [142] G. Huffman, „Mössbauer Study and Molecular Field Theory of the Magnetic Properties of Fe–Al Alloys“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 42, Nr. 4, S. 1606–1607, 1971.
- [143] P. Bruno und C. Chappert, „Ruderman-Kittel theory of oscillatory interlayer exchange coupling“, *Physical Review B*, Bd. 46, Nr. 1, S. 261, 1992.
- [144] S. Parkin, N. More und K. Roche, „Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr“, *Physical Review Letters*, Bd. 64, Nr. 19, S. 2304, 1990.
- [145] S. S. Parkin, „Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals“, *Physical Review Letters*, Bd. 67, Nr. 25, S. 3598, 1991.
- [146] P. W. Anderson, „Localized magnetic states in metals“, *Physical Review Letters*, Bd. 124, Nr. 1, S. 41, 1961.
- [147] D. Worledge, G. Hu, D. W. Abraham, J. Sun, P. Trouilloud, J. Nowak, S. Brown, M. Gaidis, E. O’sullivan und R. Robertazzi, „Spin torque switching of perpendicular Ta/CoFeB/ MgO-based magnetic tunnel junctions“, *Applied Physics Letters*, Bd. 98, Nr. 2, S. 022 501, 2011.
- [148] E. Liu, J. Swerts, S. Couet, S. Mertens, Y. Tomczak, T. Lin, V. Spampinato, A. Franquet, S. Van Elshocht, G. Kar, A. Furnemont und J. D. Boeck, „[Co/Ni]-CoFeB hybrid free layer stack materials for high density magnetic random access memory applications“, *Applied Physics Letters*, Bd. 108, Nr. 13, S. 132 405, 2016.
- [149] S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche und M. Samant, „Magnetically engineered spintronic sensors and memory“, *Proceedings of the IEEE*, Bd. 91, Nr. 5, S. 661–680, 2003.

- [150] O. Hellwig, A. Berger, J. B. Kortright und E. E. Fullerton, „Domain structure and magnetization reversal of antiferromagnetically coupled perpendicular anisotropy films“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 319, Nr. 1, S. 13–55, 2007.
- [151] E. F. Kneller und R. Hawig, „The exchange-spring magnet: a new material principle for permanent magnets“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 27, Nr. 4, S. 3588–3560, 1991.
- [152] R. Coehoorn, D. De Mooij und C. d. de Waard, „Meltspun permanent magnet materials containing Fe<sub>3</sub>B as the main phase“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 80, Nr. 1, S. 101–104, 1989.
- [153] T. Leineweber und H. Kronmüller, „Magnetisation reversal modes in inhomogeneous magnets“, *Physica Status Solidi (b)*, Bd. 201, Nr. 1, S. 291–301, 1997.
- [154] R. Skomski und J. Coey, „Giant energy product in nanostructured two-phase magnets“, *Physical Review B*, Bd. 48, Nr. 21, S. 15 812, 1993.
- [155] E. E. Fullerton, J. Jiang und S. Bader, „Hard/soft magnetic heterostructures: model exchange-spring magnets“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 200, Nr. 1, S. 392–404, 1999.
- [156] J. McCord, Y. Henry, T. Hauet, F. Montaigne, E. E. Fullerton und S. Mangin, „Mechanism of chirality reversal for planar interface domain walls in exchange-coupled hard/soft magnetic bilayers“, *Physical Review B*, Bd. 78, Nr. 9, S. 094 417, 2008.
- [157] S.-s. Yan, J. Barnard, F.-t. Xu, J. Weston und G. Zangari, „Critical dimension of the transition from single switching to an exchange spring process in hard/soft exchange-coupled bilayers“, *Physical Review B*, Bd. 64, Nr. 18, S. 184 403, 2001.
- [158] G.-h. Guo, G.-f. Zhang und X.-g. Wang, „Crossover from reversible to irreversible magnetic exchange-spring processes in antiferromagnetically exchange-coupled soft/hard bilayer structures“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 108, Nr. 4, S. 043 919, 2010.
- [159] G.-h. Guo, G.-f. Zhang, S.-y. Song, D. Wang, G. Bowden und P. de Groot, „Irreversible magnetic exchange-spring processes in antiferromagnetic exchange-coupled bilayer systems“, *Applied Physics Letters*, Bd. 93, Nr. 10, S. 102 505, 2008.
- [160] X.-g. Wang, G.-h. Guo und G.-f. Zhang, „Transition from reversible to irreversible magnetic exchange-spring processes in antiferromagnetically exchange-coupled hard/soft/hard trilayer structures“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 323, Nr. 12, S. 1722–1726, 2011.
- [161] D. Suess, T. Schrefl, R. Dittrich, M. Kirschner, F. Dorfbauer, G. Hrkac und J. Fidler, „Exchange spring recording media for areal densities up to 10Tbit/in.<sup>2</sup>“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 290, S. 551–554, 2005.
- [162] D. Suess, T. Schrefl, S. Fähler, M. Kirschner, G. Hrkac, F. Dorfbauer und J. Fidler, „Exchange spring media for perpendicular recording“, *Applied Physics Letters*, Bd. 87, Nr. 1, S. 012 504, 2005.

- [163] D. Suess, J. Lee, J. Fidler und T. Schrefl, „Exchange-coupled perpendicular media“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 321, Nr. 6, S. 545–554, 2009.
- [164] D. Weller, G. Parker, O. Mosendz, A. Lyberatos, D. Mitin, N. Y. Safonova und M. Albrecht, „Review Article: FePt heat assisted magnetic recording media“, *Journal of Vacuum Science & Technology B*, Bd. 34, Nr. 6, S. 060 801, 2016.
- [165] J.-U. Thiele, S. Maat und E. E. Fullerton, „FeRh/FePt exchange spring films for thermally assisted magnetic recording media“, *Applied Physics Letters*, Bd. 82, Nr. 17, S. 2859–2861, 2003.
- [166] J.-U. Thiele, S. Maat, J. L. Robertson und E. E. Fullerton, „Magnetic and structural properties of FePt-FeRh exchange spring films for thermally assisted magnetic recording media“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 40, Nr. 4, S. 2537–2542, 2004.
- [167] G. Ju, Y. Peng, E. K. Chang, Y. Ding, A. Q. Wu, X. Zhu, Y. Kubota, T. J. Klemmer, H. Amini, L. Gao u. a., „High density heat-assisted magnetic recording media and advanced characterization—Progress and challenges“, *IEEE Transactions on Magnetics*, Bd. 51, Nr. 11, S. 1–9, 2015.
- [168] J. Keller, P. Miltényi, B. Beschoten, G. Güntherodt, U. Nowak und K.-D. Usadel, „Domain state model for exchange bias. II. Experiments“, *Physical Review B*, Bd. 66, Nr. 1, S. 014 431, 2002.
- [169] R. Stamps, „Mechanisms for exchange bias“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Bd. 33, Nr. 23, R247, 2000.
- [170] T. Hauet, J. Borchers, P. Mangin, Y. Henry und S. Mangin, „Training effect in an exchange bias system: The role of interfacial domain walls“, *Physical Review Letters*, Bd. 96, Nr. 6, S. 067 207, 2006.
- [171] S. Mangin, T. Hauet, Y. Henry, F. Montaigne und E. E. Fullerton, „Influence of lateral domains and interface domain walls on exchange-bias phenomena in GbFe/ TdFe bilayers“, *Physical Review B*, Bd. 74, Nr. 2, S. 024 414, 2006.
- [172] S. Mangin, T. Hauet, P. Fischer, D. Kim, J. Kortright, K. Chesnel, E. Arenholz und E. E. Fullerton, „Influence of interface exchange coupling in perpendicular anisotropy [Pt/Co]<sub>50</sub>/TbFe bilayers“, *Physical Review B*, Bd. 78, Nr. 2, S. 024 424, 2008.
- [173] S. Watson, T. Hauet, J. Borchers, S. Mangin und E. E. Fullerton, „Interfacial magnetic domain wall formation in perpendicular-anisotropy, exchange-spring films“, *Applied Physics Letters*, Bd. 92, Nr. 20, S. 202 507–202 507, 2008.
- [174] S. Mangin, L. Thomas, F. Montaigne, W. Lin, T. Hauet und Y. Henry, „Angle dependence of the interface magnetic configuration in a model antiferromagnetically coupled ferrimagnetic/ferrimagnetic bilayer GdFe/TbFe“, *Physical Review B*, Bd. 80, Nr. 22, S. 224 424, 2009.
- [175] F. Radu und H. Zabel, „Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures“, *Magnetic heterostructures*, S. 97–184, 2007.

- [176] S. van Dijken, M. Czapkiewicz, M. Zoladz und T. Stobiecki, „Asymmetric magnetization reversal in exchange-biased Co/Pt multilayers“, *Physica Status Solidi (b)*, Bd. 243, Nr. 1, S. 169–173, 2006.
- [177] W. Meiklejohn, „Exchange Anisotropy: A Review“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 33, S. 1328–1335, 1962.
- [178] A. Berkowitz und K. Takano, „Exchange anisotropy: a review“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 200, Nr. 1–3, S. 552–570, 1999.
- [179] E. Blackburn, C. Sanchez-Hanke, S. Roy, D. Smith, J.-I. Hong, K. Chan, A. Berkowitz und S. Sinha, „Pinned Co moments in a polycrystalline permalloy/CoO exchange-biased bilayer“, *Physical Review B*, Bd. 78, Nr. 18, S. 180 408, 2008.
- [180] J. Camarero, J. Miguel, J. Goedkoop, J. Vogel, F. Romanens, S. Pizzini, F. Garcia, J. Sort, B. Dieny und N. Brookes, „Magnetization reversal, asymmetry, and role of uncompensated spins in perpendicular exchange coupled systems“, *Applied Physics Letters*, Bd. 89, Nr. 23, S. 232 507, 2006.
- [181] H. Ohldag, A. Scholl, F. Nolting, E. Arenholz, S. Maat, A. Young, M. Carey und J. Stöhr, „Correlation between exchange bias and pinned interfacial spins“, *Physical Review Letters*, Bd. 91, Nr. 1, S. 017 203, 2003.
- [182] J. Camarero, Y. Pennec, J. Vogel, S. Pizzini, M. Cartier, F. Fettar, F. Ernult, A. Tagliaferri, N. Brookes und B. Dieny, „Field dependent exchange coupling in NiO/Co bilayers“, *Physical Review B*, Bd. 67, Nr. 2, S. 020 413, 2003.
- [183] D. Suess, M. Kirschner, T. Schrefl, J. Fidler, R. Stamps und J.-V. Kim, „Exchange bias of polycrystalline antiferromagnets with perfectly compensated interfaces“, *Physical Review B*, Bd. 67, Nr. 5, S. 054 419, 2003.
- [184] J. Nogués, D. Lederman, T. Moran, I. K. Schuller und K. Rao, „Large exchange bias and its connection to interface structure in FeF<sub>2</sub>-Fe bilayers“, *Applied Physics Letters*, Bd. 68, Nr. 22, S. 3186–3188, 1996.
- [185] A. Malozemoff, „Mechanisms of exchange anisotropy (invited)“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 63, Nr. 8, S. 3874–3879, 1988.
- [186] R. Morales, A. C. Basaran, J. Villegas, D. Navas, N. Soriano, B. Mora, C. Redondo, X. Batlle und I. K. Schuller, „Exchange-Bias Phenomenon: The Role of the Ferromagnetic Spin Structure“, *Physical Review Letters*, Bd. 114, Nr. 9, S. 097 202, 2015.
- [187] F. Canet, S. Mangin, C. Bellouard und M. Piecuch, „Positive exchange bias in ferromagnetic-ferrimagnetic bilayers: FeSn/FeGd“, *EPL (Europhysics Letters)*, Bd. 52, Nr. 5, S. 594, 2000.
- [188] K. Balymov, V. Vas'kovskiy, A. Svalov, E. Stepanova und N. Kulesh, „Magnetization reversal of Tb-Co/Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub> films with a unidirectional anisotropy“, *The Physics of Metals and Metallography*, Bd. 110, Nr. 6, S. 526–530, 2010.



- [189] G. Frolov, V. Y. Yakovchuk, V. Seredkin, R. Iskhakov, S. Stolyar und V. Polyakov, „Unidirectional anisotropy in ferromagnetic-ferrimagnetic film structures“, *Technical physics*, Bd. 50, Nr. 12, S. 1605–1610, 2005.
- [190] M. Ungureanu, K. Dumesnil, C. Dufour, N. Gonzalez, F. Wilhelm, A. Smekhova und A. Rogalev, „Using a zero-magnetization ferromagnet as the pinning layer in exchange-bias systems“, *Physical Review B*, Bd. 82, Nr. 17, S. 174 421, 2010.
- [191] W. C. Cain und M. H. Kryder, „Investigation of the exchange mechanism in NiFe-TbCo bilayers“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 67, Nr. 9, S. 5722–5724, 1990.
- [192] J. Chapman, M. Gillies und P. Freitas, „Magnetization reversal process in TbCo-biased spin valves“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 79, Nr. 8, S. 6452–6454, 1996.
- [193] M. Tsunoda, T. Nakamura, M. Naka, S. Yoshitaki, C. Mitsumata und M. Takahashi, „Soft x-ray magnetic circular dichroism study of Mn-Ir/Co-Fe bilayers with giant exchange anisotropy“, *Applied Physics Letters*, Bd. 89, Nr. 17, S. 172 501–172 501, 2006.
- [194] F. Radu, R. Abrudan, I. Radu, D. Schmitz und H. Zabel, „Perpendicular exchange bias in ferrimagnetic spin valves“, *Nature communications*, Bd. 3, S. 715, 2012.
- [195] T. Hauet, S. Mangin, F. Montaigne, J. Borchers und Y. Henry, „Tuning exchange-bias properties by thermal effects in a hard/soft bilayer“, *Applied Physics Letters*, Bd. 91, Nr. 2, S. 022 505, 2007.
- [196] T. Hauet, F. Montaigne, M. Hehn, Y. Henry und S. Mangin, „Magnetoresistance in an amorphous exchange-coupled bilayer“, *Physical Review B*, Bd. 79, Nr. 22, S. 224 435, 2009.
- [197] C.-C. Lin, C.-H. Lai, D. Wei, Y. Hsu und H.-P. D. Shieh, „Thickness dependence of Co anisotropy in TbFe/Co exchange-coupled bilayers“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 95, Nr. 11, S. 6846–6848, 2004.
- [198] N. Smith und W. C. Cain, „Micromagnetic model of an exchange coupled NiFe-TbCo bilayer“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 69, Nr. 4, S. 2471–2479, 1991.
- [199] O. Redon und P. Freitas, „Mechanism of exchange anisotropy and thermal stability of spin valves biased with ultrathin TbCo layers“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 83, Nr. 5, S. 2851–2856, 1998.
- [200] T. Hauet, S. Mangin, J. McCord, F. Montaigne und E. E. Fullerton, „Exchange-bias training effect in TbFe/GdFe: Micromagnetic mechanism“, *Physical Review B*, Bd. 76, Nr. 14, S. 144 423, 2007.
- [201] J. Jiang, A. Inomata, C.-Y. You, J. Pearson und S. Bader, „Magnetic stability in exchange-spring and exchange-bias systems after multiple switching cycles“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 89, Nr. 11, S. 6817–6819, 2001.
- [202] E. E. Fullerton, J. Jiang, M. Grimsditch, C. Sowers und S. Bader, „Exchange-spring behavior in epitaxial hard/soft magnetic bilayers“, *Physical Review B*, Bd. 58, Nr. 18, S. 12 193, 1998.

- [203] J. Fitch, C. Bjorkman, G. Lucovsky, F. Pollak und X Yin, „Intrinsic stress and stress gradients at the SiO<sub>2</sub>/Si interface in structures prepared by thermal oxidation of Si and subjected to rapid thermal annealing“, *Journal of Vacuum Science & Technology B*, Bd. 7, Nr. 4, S. 775–781, 1989.
- [204] P. Williams, „Secondary ion mass spectrometry“, *Annual Review of Materials Science*, Bd. 15, Nr. 1, S. 517–548, 1985.
- [205] P. Zalm, „Secondary ion mass spectrometry“, *Vacuum*, Bd. 45, Nr. 6-7, S. 753–772, 1994.
- [206] A. Benninghoven, F. Rudenauer und H. W. Werner, *Secondary ion mass spectrometry: basic concepts, instrumental aspects, applications and trends*. John Wiley und Sons, New York, NY, 1987.
- [207] M. Pellin, C. Young, W. Calaway, J. Burnett und D. Gruen, „Secondary neutral mass spectrometry“, in *Proceedings of the Electrochemical Society fall meeting. Volume 88-2 (extended abstracts)*, 1988.
- [208] G. Schatz und A. Weidinger, *Nukleare Festkörperphysik*. Vieweg + Teubner Verlag, 1997, ISBN: 3519230798.
- [209] M. Ardenne, G. Musiol und S. Reball, *Effekte der Physik*. Harri Deutsch Verlag, 1997.
- [210] B. E. Warren, *X-ray Diffraction*. Courier Corporation, 1969.
- [211] D. B. Williams und C. B. Carter, „The transmission electron microscope“, in *Transmission electron microscopy*, Springer, 1996, S. 3–17.
- [212] G. Binnig, C. F. Quate und C. Gerber, „Atomic force microscope“, *Physical Review Letters*, Bd. 56, Nr. 9, S. 930, 1986.
- [213] P. Grütter, H. Mamin und D. Rugar, „Magnetic force microscopy (MFM)“, in *Scanning Tunneling Microscopy II*, Springer, 1995, S. 151–207.
- [214] Y. S. Greenberg, „Application of superconducting quantum interference devices to nuclear magnetic resonance“, *Review Modern Physics*, Bd. 70, Nr. 1, S. 175–222, 1998.
- [215] R. Fagaly, „Superconducting quantum interference device instruments and applications“, *Review of scientific instruments*, Bd. 77, S. 101 101, 2006.
- [216] J. Stöhr, Y. Wu, B. Hermsmeier, M. Samant, G. Harp, S. Koranda, D. Dunham und B. Tonner, „Element-specific magnetic microscopy with circularly polarized X-rays“, *Science*, Bd. 259, Nr. 5095, S. 658–661, 1993.
- [217] C. Kapusta, P. Fischer und G. Schütz, „Magnetic X-ray absorption spectroscopy“, *Journal of alloys and compounds*, Bd. 286, Nr. 1, S. 37–46, 1999.
- [218] J. Stöhr, „X-ray magnetic circular dichroism spectroscopy of transition metal thin films“, *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, Bd. 75, S. 253–272, 1995.
- [219] B. Thole, G. Van der Laan und G. Sawatzky, „Strong magnetic dichroism predicted in the M 4, 5 X-ray absorption spectra of magnetic rare-earth materials“, *Physical Review Letters*, Bd. 55, Nr. 19, S. 2086, 1985.

- [220] G. van der Laan, B. T. Thole, G. A. Sawatzky, J. B. Goedkoop, J. C. Fuggle, J.-M. Esteve, R. Karnatak, J. Remeika und H. A. Dabkowska, „Experimental proof of magnetic x-ray dichroism“, *Physical Review B*, Bd. 34, Nr. 9, S. 6529, 1986.
- [221] C. Bordel, S. Pizzini, J. Vogel, K. Mackay, J. Voiron, R. Galéra, A. Fontaine, P. Auric, J. Goedkoop und N. Brookes, „Microscopic origin of the macroscopic magnetic properties of TbFeCoN amorphous thin films“, *Physical Review B*, Bd. 56, Nr. 13, S. 8149, 1997.
- [222] G. van der Laan und B. Thole, „Strong magnetic x-ray dichroism in 2p absorption spectra of 3d transition-metal ions“, *Physical Review B*, Bd. 43, Nr. 16, S. 13 401, 1991.
- [223] J. Stöhr, „Exploring the microscopic origin of magnetic anisotropies with X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) spectroscopy“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 200, Nr. 1-3, S. 470–497, 1999.
- [224] W. L. O'Brien und B. P. Tonner, „Orbital and spin sum rules in x-ray magnetic circular dichroism“, *Physical Review B*, Bd. 50, S. 12 672–12 681, 17 1994.
- [225] T. Kachel, „The PM3 beamline at BESSY II“, *Journal of large-scale research facilities JLS-RF*, Bd. 2, S. 48, 2016.
- [226] H. Schletter, „Präparation und Charakterisierung nanostrukturierter Magnetwerkstoffe unter besonderer Berücksichtigung des Exchange Bias Effekts“, Diss., 2012.
- [227] S. Alebrand, M. Gottwald, M. Hehn, D. Steil, M. Cinchetti, D. Lacour, E. E. Fullerton, M. Aeschlimann und S. Mangin, „Light-induced magnetization reversal of high-anisotropy TbCo alloy films“, *Applied Physics Letters*, Bd. 101, Nr. 16, S. 162 408, 2012.
- [228] T. Kobayashi, H. Tsuji, S. Tsunashima und S. Uchiyama, „Magnetization process of exchange-coupled ferrimagnetic double-layered films“, *Japanese Journal of Applied Physics*, Bd. 20, Nr. 11, S. 2089, 1981.
- [229] P. Zaumseil, „High-resolution characterization of the forbidden Si 200 and Si 222 reflections“, *Journal of Applied crystallography*, Bd. 48, Nr. 2, S. 528–532, 2015.
- [230] P. Reinhardt, „Ferrimagnetic Tb-Fe alloy films: Magnetic properties and All-optical switching“, Masterarbeit, Technische Universität Chemnitz, 2014.
- [231] M. Albrecht, G. Hu, I. L. Guhr, T. C. Ulbrich, J. Boneberg, P. Leiderer und G. Schatz, „Magnetic multilayers on nanospheres“, *Nature Materials*, Bd. 4, Nr. 3, S. 203–206, 2005.
- [232] R. Micheletto, H. Fukuda und M. Ohtsu, „A simple method for the production of a two-dimensional, ordered array of small latex particles“, *Langmuir*, Bd. 11, Nr. 9, S. 3333–3336, 1995.
- [233] M. Krupinski, M. Perzanowski, A. Zarzycki, Y. Zabala und M. Marszałek, „Ordered FePdCu nanoisland arrays made by templated solid-state dewetting“, *Nanotechnology*, Bd. 26, Nr. 42, S. 425 301, 2015.
- [234] P. Krone, D. Makarov, T. Schrefl und M. Albrecht, „Exchange coupled composite bit patterned media“, *Applied Physics Letters*, Bd. 97, Nr. 8, S. 082 501, 2010.

- [235] B. Hebler, S. Böttger, D. Nissen, R. Abrudan, F. Radu und M. Albrecht, „Influence of the Fe-Co ratio on the exchange coupling in TbFeCo/[Co/Pt] heterostructures“, *Physical Review B*, Bd. 93, Nr. 18, S. 184 423, 2016.
- [236] S. Böttger, „Dünne Filme aus amorphen  $\text{Tb}_x\text{Co}_y\text{Fe}_{100-x-y}$ -Legierungen und Heterostrukturen mit [Co/Pt]<sub>10</sub>-Multilagen“, Masterarbeit, Technische Universität Chemnitz, 2013.
- [237] W. Antel Jr., M. Schwickert, T. Lin, W. O'Brien und G. Harp, „Induced ferromagnetism and anisotropy of Pt layers in Fe/Pt (001) multilayers“, *Physical Review B*, Bd. 60, Nr. 18, S. 12 933, 1999.
- [238] F. Wilhelm, P. Pouloupoulos, A. Scherz, H. Wende, K. Baberschke, M. Angelakeris, N. Flevaris, J. Goulon und A. Rogalev, „Interface magnetism in 3d/5d multilayers probed by X-ray magnetic circular dichroism“, *physica status solidi (a)*, Bd. 196, Nr. 1, S. 33–36, 2003.
- [239] D.-O. Kim, K. M. Song, Y. Choi, B.-C. Min, J.-S. Kim, J. W. Choi und D. R. Lee, „Asymmetric magnetic proximity effect in a Pd/Co/Pd trilayer system“, *Scientific reports*, Bd. 6, 2016.
- [240] F. De Leeuw, R. Van Den Doel und U. Enz, „Dynamic properties of magnetic domain walls and magnetic bubbles“, *Reports on Progress in Physics*, Bd. 43, Nr. 6, S. 689, 1980.
- [241] H. Van Kesteren und W. Zeper, „Controlling the Curie temperature of Co/Pt multilayer magneto-optical recording media“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 120, Nr. 1, S. 271–273, 1993.
- [242] C. Brombacher, „Rapid thermal annealing of FePt and FePt/Cu thin films“, 2010.
- [243] K. Wierman, C. Platt und J. Howard, „Impact of stoichiometry on  $L1_0$  ordering in FePt and FePtCu thin films“, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Bd. 278, Nr. 1, S. 214–217, 2004.
- [244] H. Oechsner, R. Getto und M. Kopnarski, „Quantitative characterization of solid state phases by secondary neutral mass spectrometry“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 105, Nr. 6, S. 063 523, 2009.
- [245] A. P. Guimarães, *Principles of nanomagnetism*. Springer Science & Business Media, 2009.
- [246] E. Girt, W. Huttema, O. Mryasov, E. Montoya, B. Kardasz, C. Eyrich, B. Heinrich, A. Y. Dobin und O. Karis, „A method for measuring exchange stiffness in ferromagnetic films“, *Journal of Applied Physics*, Bd. 109, Nr. 7, 07B765, 2011.
- [247] I. Radu, C. Stamm, A. Eschenlohr, F. Radu, R. Abrudan, K. Vahaplar, T. Kachel, N. Pontius, R. Mitzner, K. Holldack u. a., „Ultrafast and Distinct Spin Dynamics in Magnetic Alloys“, in *Spin*, World Scientific, Bd. 5, 2015, S. 1 550 004.

# Publikationsliste

## 2017

1. Y. Yahagi, **B. Hebler**, S. Dhuey, S. Cabrini, M. Albrecht, and H. Schmidt: „Optical measurement of Gilbert damping in nanomagnet arrays using magnetoelastically driven resonances“, J. Phys. D: Appl. Phys. (2017) submitted.
2. **B. Hebler**, P. Reinhardt, G. L. Katona, O. Hellwig, and M. Albrecht: „Double exchange bias in ferrimagnetic heterostructures“, Phys. Rev. B (2017) submitted.

## 2016

3. **B. Hebler**, S. Böttger, D. Nissen, R. Abrudan, F. Radu, and M. Albrecht: „Influence of the Fe-Co ratio on the exchange coupling in TbFeCo/[Co/Pt] heterostructures“, Phys. Rev. B 93, 184423 (2016).
4. **B. Hebler**, A. Hassdenteufel, P. Reinhardt, H. Karl, and M. Albrecht: „Ferrimagnetic Tb-Fe Alloy Thin Films: Composition and Thickness Dependence of Magnetic Properties and All-Optical Switching“, Frontiers in Materials 3, 8 (2016).

## 2015

5. M. Stärk, F. Schlickeiser, P. Graus, D. Nissen, **B. Hebler**, D. Hinzke, E. Scheer, M. Albrecht, P. Leiderer, U. Nowak, M. Fonin, and J. Boneberg: „Controlling the Magnetic Structure of Co/Pd Thin Films by Direct Laser Interference Patterning“, Nanotechnology 26, 205302 (2015).
6. A. Hassdenteufel, J. Schmidt, C. Schubert, **B. Hebler**, M. Helm, M. Albrecht, and R. Bratschitsch: „Low remanence criterion for helicity-dependent all-optical magnetic switching in ferrimagnets and heterostructures“, Phys. Rev. B 91, 104431 (2015).

## 2014

7. J. Kimling, J. Kimling, R. B. Wilson, **B. Hebler**, M. Albrecht, and D. G. Cahill: „Ultrafast demagnetization of FePt:Cu thin films and the role of magnetic heat capacity“, Phys. Rev. B 90, 224408 (2014).
8. A. Hassdenteufel, C. Schubert, **B. Hebler**, H. Schultheiss, J. Fassbender, M. Albrecht, and R. Bratschitsch: „All-optical helicity dependent magnetic switching in Tb-Fe with a MHz laser oscillator“, Optics Express 22, 10017 (2014).

## 2013

9. A. Hassdenteufel, **B. Hebler**, C. Schubert, A. Liebig, M. Teich, M. Helm, M. Aeschlimann, M. Albrecht, and R. Bratschitsch: „Thermally assisted all-optical helicity dependent magnetic switching in amorphous Fe<sub>100-x</sub>Tb<sub>x</sub> alloy films“, Adv. Mater. 25, 3122 (2013).
10. C. Schubert, **B. Hebler**, H. Schletter, A. Liebig, M. Daniel, R. Abrudan, F. Radu, and M. Albrecht: „Interfacial exchange coupling in Fe-Tb/[Co/Pt] heterostructures“, Phys. Rev. B 87, 054415 (2013).



## Danksagung

*„Wen die Dankbarkeit geniert,  
Der ist übel dran;  
Denke, wer dich erst geführt,  
Wer für dich getan!“*

Johann Wolfgang von Goethe

An dieser Stelle möchte ich all den Menschen danken, die mich auf diesem Weg begleitet haben. Sei es mit tatkräftiger Unterstützung, mit warmen Worten, oder dass sie mir das Bewusstsein gegeben haben, dass sie immer für mich da sind. Ich danke meinen Eltern, die leider zu früh gegangen sind, dass sie mir das Selbstbewusstsein, die Stärke und den Willen gegeben haben mich im Leben zu beweisen und auch die schwierigeren Wege zu gehen. Ich weiß, ihr wärt Stolz auf mich. Ich möchte meinem Doktorvater Prof. Dr. Manfred Albrecht danken, der in den letzten Jahren mir immer im Wissenschaftlichen zur Seite stand, jedoch auch in persönlichen Dingen mit Rat und Tat unterstützte. Ebenfalls möchte ich Prof. Dr. Jürgen Fassbender danken, dass er für meine Arbeit das Zweitgutachten erstellt hat. Weiterhin möchte ich meiner „alten“ Gruppe der Oberflächen- und Grenzflächenphysik in Chemnitz danken. Einen solchen Zusammenhalt, die Unterstützung und den Spaß den wir immer hatten, werde ich nie vergessen. Ute Vales, Elke Weise und Gunther Beddies waren die Seele unserer Professur. Auch einen großen Dank an die „neue“ Gruppe in Augsburg. Mit Kickern und so manchen Weißwurstfrühstück wurden immer wieder die doch manchmal harten Stunden der Arbeit versüßt. Ich möchte noch im Besonderen Dr. Christian Schubert danken, der mich auf diesen Weg gebracht hat. Durch seinen Enthusiasmus und der Leidenschaft bei Experimenten, Analysen und dem Aufbau von Anlagen hatte er mich stets beeindruckt und am Ende steckte er mich einfach an. Ich möchte all meinen Masterstudenten danken, die den Kampf mit mir aufgenommen haben und durch ihr kritisches Bewusstsein mich zwar vor manche Herausforderung gestellt haben, aber eine Lösung haben wir am Ende ja immer gefunden. Ich möchte Dr. Florin Radu danken, der mir immer die Möglichkeit gegeben hatte, meine hunderte von Schichten an seiner „MAGGSY“ herstellen zu können und für die vielen interessanten und unterhaltsamen Gespräche während meiner manchmal ach so langen Wartezeiten. Ich möchte auch Richard Wilhelm für seine Unterstützung bei den RBS-Messungen danken. Ein weiterer Dank gilt Prof. Dr. Olav Hellwig der mich herzlich in San José aufgenommen hat und mit seinen unzähligen Ideen auf einige Kapitel mehr gebracht hat. Ich möchte Dr. Dieter Süss und seiner „Wiener Bande“ für zahlreiche Diskussionen und spaßigen Abende danken. Dr. Herbert Schletter, Dr. Oliver Klein, Beate Mainz danke ich für die Durchführung von TEM-Messungen und Fabian Ganss für die Durchführung der REM-Aufnahmen. Wolfgang Reiber, Dr. Mirko Kehr, Dr. Andreas Liebig, Dennis Nissen und so vielen anderen Menschen kann ich nur von ganzem Herzen danken, dass ich viel von Ihnen lernen konnte und sie mich immer unterstützt haben. Ein großer Dank gilt noch an meinen Bruder, meine Großeltern und Freunde, die in manch so harten Stunden immer an mich geglaubt haben. Danke, dass ihr mir ein zu Hause

und den nötigen Halt gegeben habt. Am Ende möchte ich noch von ganzem Herzen meinem „Basti“ danken... ein oder zwei graue Haare wird er schon mehr durch mich haben. Ich danke dir für deine Liebe, deine Geduld und dass du mir immer wieder ein Lächeln auf die Lippen gezaubert hast. Auch wenn ich nicht alle namentlich erwähnt habe, soll es nicht die Wertschätzung der Personen schmälern. Vielen Dank für euren Anteil und der Bereicherung meines Lebens.